

Augerelektronenspektroskopie an atomaren und molekularen
Systemen bei Anregung mit hochenergetischen Schwerionen
des UNILAC - Beschleunigers

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Rido Mann
aus Hohndorf

Frankfurt am Main 1977

Augerelektronenspektroskopie an atomaren und molekularen
Systemen bei Anregung mit hochenergetischen Schwerionen
des UNILAC - Beschleunigers

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von

Rido Mann
aus Hohndorf

Frankfurt am Main 1977

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik der
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt am Main

Dekan :	Prof. Dr. E. Schopper
Erster Berichterstatter :	Prof. Dr. K.O. Groeneveld
Zweiter Berichterstatter :	Prof. Dr. P. Armbruster
Dritter Berichterstatter :	Prof. Dr. R. Dreizler

Tag der mündlichen Prüfung : 15. Juli 1977



1.1.	Einleitung	1
2.	Stoßkinematik und Linienbreite	4
2.1	Kinematische Einflüsse auf Auger-Linien- breiten- und Formen	4
2.1.1	Die Linienverbreiterung durch den Projek- til-Target-Atom-Rückstoß	7
2.1.2	Die Linienverbreiterung durch "Coulombex- plosion" hochionisierter Moleküle	13
3.	Experimenteller Aufbau	19
3.1	Die Streukammer	19
3.2	Gastarget und Vakuumsystem	21
3.3	Die Elektronenkanone	24
3.4	Das Elektronenspektrometer	28
3.4.1	Kalibrierung des Elektronenspektrometers	32
3.5	Meßprinzip und Elektronik	44
4.	Durchführung und Zusammenstellung der Messungen	46
5.	Analyse und Diskussion der Meßergebnisse	49
A	Kontinuierliche Elektronenenergievertei- lungen nach Beschuß von Festkörpertargets und Methan-Gas mit Schwerionen	50
A 1	Energie- und Winkelverteilungen von Elektro- nen nach Beschuß dünner Kohlenstoffolien mit Schwerionen	51
A 2	Elektronenenergieverteilungen nach Beschuß von CH_4 mit Ar^{12+} -Ionen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln	55

B	Argon K-Augerübergänge nach "Beam-Foil-Anregung"	57
C	Augerübergänge von Edelgasen	62
C 1	Abhängigkeit der Augerübergänge in Ne vom Projektil	62
C 2	Winkelverteilungen der K-LL Augerübergänge des Ne	76
C 3	Augerübergänge in äußeren Schalen nach Anregung durch Schwerionenstoß	79
C 3.1	Das Argon L-Augerspektrum nach Beschuß mit Ar^{12+} -Ionen	79
C 3.2	Das Krypton M-Augerspektrum nach Beschuß mit Ar^{12+} -Ionen	79
C 4	Autoionisationszustände des Heliums nach Anregung durch Schwerionenstoß	83
D	Augerspektren von einfachen Molekülen	86
D 1	Augerspektren von N_2 und CH_4 nach Anregung durch Elektronenstoß	86
D 2	Augerspektren verschiedener Moleküle nach Schwerionenbeschuß	88
D 3	Einflüsse ionisierter Nachbaratome auf prompte Augerübergänge in Molekülen	96
D 4	Augerspektren verschiedener Moleküle in Abhängigkeit vom Projektil	99
D 5	Ein Vergleich von gemessenen Linienbreiten mit einem einfachen Modell am Beispiel des $(1s2s2p)^4\text{P} \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergangs von Atomen in verschiedenen Molekülen	105

D 6	Die Linienbreite des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ -Übergangs des Kohlenstoffs von CO in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel	110
D 7	Bestimmung mittlerer Ladungszustände von Nachbaratomen bei diatomaren Molekülen nach Beschuß mit Schwerionen	112
E	Bestimmung von Stoßparametern aus der Linienverbreiterung durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß	115
6.	Zusammenfassung und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	128
	Erläuterung verwendeter Symbole	136



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550826_0014

1. Einleitung

Seit der Entdeckung des Augerprozesses im Jahre 1923 /Au 23/ gibt es zahlreiche Untersuchungen dieser Zerfallsart angeregter Atomhüllen. Als alternativer Zerfallsprozess zur Photonen- bzw. Röntgenemission hilft er, die atomaren Konfigurationen und die Wechselwirkung des betrachteten Atoms mit seiner Umgebung und der anregenden Strahlung zu verstehen. Von besonderem Interesse sind Wenigelektronensysteme, die in Schwerionen-Atom-Stoßprozessen erzeugt werden; da Augerspektren dieser Wenigelektronensysteme eine überschaubare Anzahl von Linien aufweisen, eignen sie sich gut, sowohl über den Reaktionsmechanismus als auch über spektroskopische Daten detailliert Aussagen zu gewinnen. Darüber hinaus sind Wenigelektronensysteme von fundamentalem Interesse, da sie im Gegensatz zu Vielteilchensystemen einer theoretischen Behandlung noch relativ gut zugänglich sind.

Zur Erzeugung dieser hochionisierten Atome haben sich in den letzten Jahren mit der Entwicklung von Ionenbeschleunigern, wie z. B. dem Van de Graaff-Tandem-Beschleuniger, zwei Möglichkeiten eröffnet:

- a) Projektilanregung: Mit der "Beam-Foil-Technik" /Se 76/ werden hochenergetische Projektil-Ionen beim Durchfliegen einer dünnen Targetfolie durch Vielfachstöße hoch ionisiert und angeregt. Bei dieser Methode sind die beobachteten Augerlinien durch die Geschwindigkeit und die Energie- und Winkelstreuung der Projektile jedoch kinematisch verbreitert und daher in ihrer Auflösbarkeit begrenzt.
- b) Targetanregung: Das Targetatom wird im Einzelstoß durch ein mehrfach geladenes Projektil hoch angeregt und ionisiert. Augerspektren von monoatomaren Systemen zeigen hier bei Anregung durch Projektile mit hohen Geschwindigkeiten nur eine sehr geringe kinematische Linienverbreiterung durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß.

Bisher gibt es kaum Untersuchungen von Augerübergängen in hochionisierten Targetatomen, da die Ladungen und Energien der Ionen von Van de Graaff-Tandem-Beschleunigern nicht ausreichen, um auch bei Targetatomen mit Ordnungszahlen $Z_t \geq 10$ Systeme mit so wenigen Elektronen anzuregen, daß die Anzahl und Dichte der Augerübergänge und damit eine Überlappung der beobachteten Linien gering ist. Erst in jüngster Zeit ist es mit dem Bau von Schwerionen-Beschleunigern wie z. B. dem UNILAC-Beschleuniger bei Darmstadt möglich geworden, hochgeladene Ionen nahezu aller Elemente des Periodensystems (z. B. U^{44+}) auf sehr hohe Energien zu beschleunigen.

In dieser Arbeit werden daher erstmals Augerübergänge leichter Targetatome vorgestellt und diskutiert, die mit sehr schweren und hochgeladenen Ionen (1,4 MeV/amu) angeregt wurden. Dabei werden einige neue Aspekte in der Augerelektronenspektroskopie beleuchtet, wie z. B. die Anregung hochionisierter Atome in molekularen Systemen und die mit einer "Coulombexplosion" des Moleküls verbundenen Einflüsse der molekularen Struktur auf die Augerübergänge dieser angeregten Atome. Ein Schwerpunkt in dieser Arbeit ist u.a., einige charakteristische Merkmale in den Augerspektren von monoatomaren Targetgasen, wie in Edelgasen, nach Anregung durch Schwerionenstoß aufzuzeigen. Hier ergibt die Analyse der beobachteten Augerspektren von Wenig-Elektronensystemen in ihrer Abhängigkeit vom anregenden Projektil und vom Beobachtungswinkel interessante Hinweise auf den Stoß- und Anregungsmechanismus des Projektils mit dem Targetatom. Dabei sei auf eine neue Methode zur Bestimmung von Stoßparametern hingewiesen, die hier erstmals am Beispiel einiger K-Augerlinien des Neons demonstriert wird.

Zunächst sind im folgenden Kapitel einige kinematische Grundlagen erläutert. Es schließen sich eine Schilderung des experimentellen Aufbaus und eine Zusammenstellung der Experimente an. In Kap. 5 beginnt eine Analyse und Diskussion

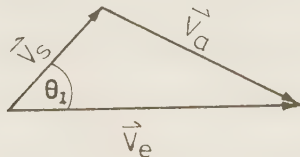
der kontinuierlichen Elektronenenergieverteilungen als Voraussetzung für die folgenden Untersuchungen der Augerspektren. Die Augerübergänge von monoatomaren Targetsystemen werden in Kap. C diskutiert. Es folgt eine ausführliche Diskussion der Augerspektren von mehratomaren Targetsystemen (Kap. D). Hierbei werden Augerübergänge molekularer Gase denen in Edelgasen gegenübergestellt und einige molekülspezifische Merkmale dieser Übergänge bei Anregung durch Schwerionenstoß aufgezeigt.

Abschließend sind die Ergebnisse dieser Arbeit nochmal zusammengefaßt (Kap. 6) und im Hinblick auf weitere Untersuchungen einige wichtige Punkte bei der Anregung von leichten Targetatomen mit hochgeladenen und hochenergetischen Schwerionen betont.

2. Stoßkinematik und Linienbreite

2.1 Kinematische Einflüsse auf Linienbreiten und Formen

Werden Augerelektronen aus einer im Laborsystem (LS) bewegten Quelle emittiert, so ist die unter einem Winkel θ_1 zur Flugrichtung der Quelle gemessene Energie der Elektronen gegenüber der Energie im Schwerpunktsystem (SS) in Analogie zum Dopplereffekt im allgemeinen verschoben. Bezeichnen V_a die Geschwindigkeit des Augerelektrons zum Emitter, V_s die Emittergeschwindigkeit zum Beobachter im Laborsystem, so läßt sich die Geschwindigkeit V_e des Augerelektrons im Laborsystem aus nebenstehendem Vektorbild und Gleichung (2.1) berechnen (siehe dazu /Bru 76/ und /Lan 69/).



$$V_a^2 = V_e^2 + V_s^2 - 2V_e V_s \cos \theta_1 \quad (2.1)$$

Für $V_a < V_s$ und $\theta^0 \leq \theta_1 \leq \theta_1^*$ ergibt Gl.(2.1) zwei reelle Lösungen für V_e , d. h. es werden unter einem Winkel θ_1 bei einer Augerelektronenenergie E_a im SS zwei Elektronenenergien E_e im LS gemessen. θ_1^* gibt den maximalen Winkel an, unter dem eine Beobachtung von Elektronen noch möglich ist:

$$\theta_1^* = \arcsin (V_a / V_s) \quad (2.2)$$

Bei vorgegebenem θ_1 ist zur Beobachtung eines Augerelektrons im LS eine Mindestgeschwindigkeit des Augerelektrons im SS

$$V_a (\min) = V_s \sin \theta_1 \quad (2.3)$$

nötig.

Neben der Transformation der Elektronenenergien vom SS in das LS ist auch eine Änderung des Raumwinkels von $\Delta\Omega_s$

zu $\Delta\Omega_1$ zu berücksichtigen. Aus Abb. 2.1 läßt sich diese Raumwinkeländerung mit Gl.(2.3) angeben.

$$\Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_s (V_a^2/V_e^2) \cdot \cos\psi \quad (2.3')$$

Für alle in dieser Arbeit untersuchten Emittersysteme gilt $V_s \ll V_a$. Damit werden bei jedem θ_1 Augerelektronen mit nur einer Energie $E_e(\theta_1)$ beobachtet.

Die nachstehend diskutierten Linienbreiten ΔE_1 im LS werden von folgenden Beiträgen bestimmt:

ΔE_n = natürliche Linienbreite des Augerübergangs

ΔE_i = instrumentelle Auflösung (Kap.3.4.1)

$\Delta\theta_1$ = vom Raumwinkel $\Delta\Omega$ des Spektrometers bestimmter Akzeptanzwinkelbereich

$\Delta\bar{V}_s$ = Breite der Geschwindigkeitsverteilung des Emitters.

Die resultierenden Linienformen und Halbwertbreiten ΔE_n ergeben sich aus den Faltungen der Auflösungsfunktion $f(E_i)$ des Spektrometers (Kap.3.4.1) mit den Intensitätsverteilungen

$I(E_n)$ = Intensitätsverteilung der Augerlinie im SS

$I(V_s)$ = Kinematische Intensitätsverteilung aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung $f(V_s)$ des Emitteratoms.

Dabei werden in erster Näherung die einzelnen Beiträge zur Linienverbreiterung $I(E_n)$, $I(V_s)$ und $f(E_i)$ als voneinander unabhängige Größen betrachtet.

$$\Delta\Omega_l = \Delta\Omega_s \cos \gamma \cdot v_d^2 / v_e^2$$

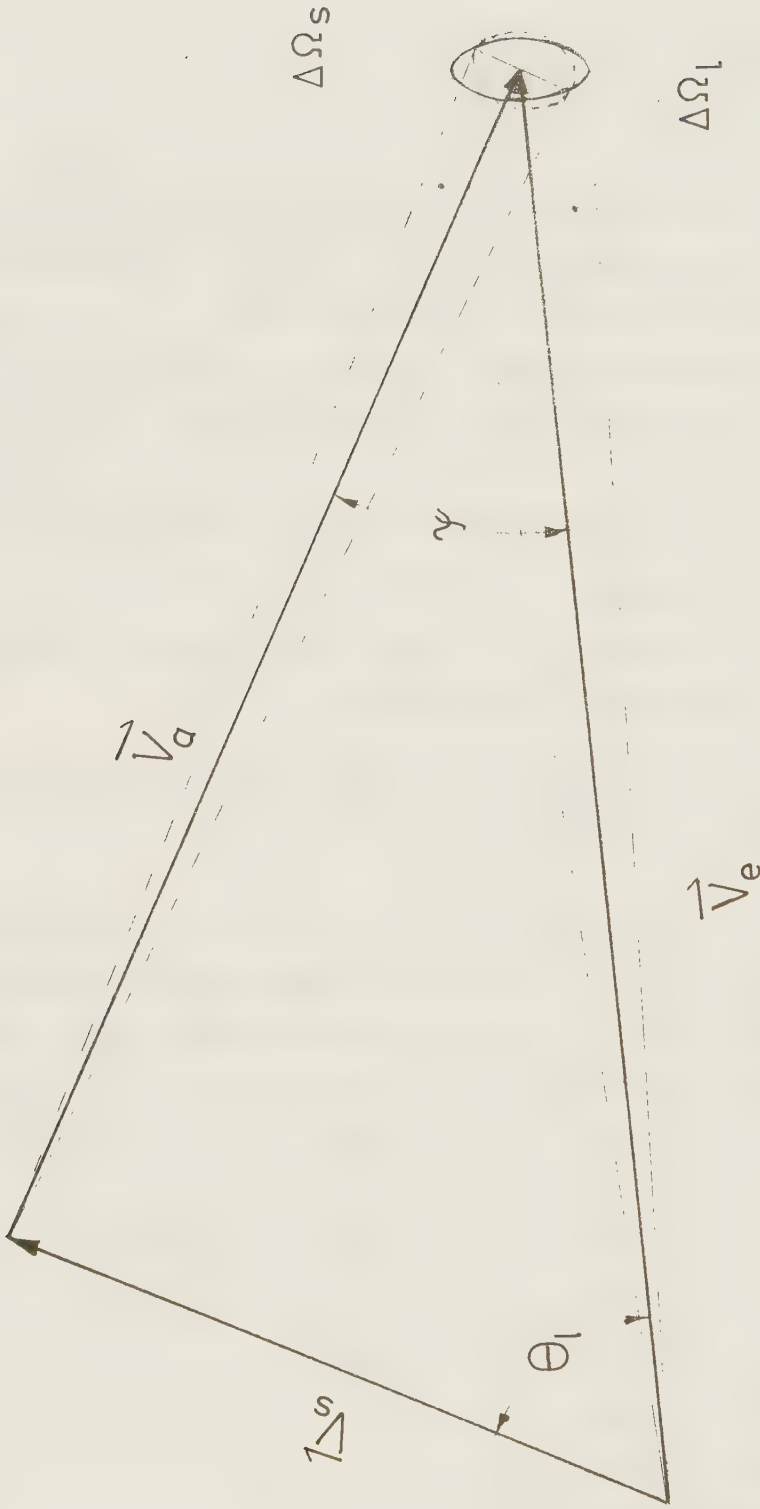


Abb. 2.1 Transformation des Raumwinkels $\Delta\Omega_s$ vom Schwerpunktsystem in das Laborsystem ($\Delta\Omega_l$)

2.2.1 Die Linienverbreiterung durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß

Bei der Anregung von Augerübergängen der hier untersuchten Targetatome durch den Schwerionenstoß wird vom Projektil auf den Targetkern ein Impuls $m_t \cdot V_t$ übertragen, der von folgenden Größen abhängt:

E_p = Projektil-Energie

m_p = Projektilmasse

b = Stoßparameter

m_t = Masse des Targetkerns

Z_p^* = Effektive Ladung des Projektils

Z_t^* = Effektive Ladung des Targetkerns.

Nach der Rutherford'schen Streutheorie geladener punktförmiger Teilchen /Mar 65/ gilt

$$d = 2 \cdot Z_t^* \cdot Z_p^* \cdot e^2 / V_p^2 \mu \quad , \quad \mu = m_t m_p / (m_t + m_p) \quad (2.4)$$

d = Abstand des Projektilkerns vom Targetkern
bei zentralem Stoß

$$d = 2 \cdot b \cdot \operatorname{tg} (\vartheta_1' / 2) \quad (2.5)$$

$$b^2 = s \cdot (s - d) \quad (2.6)$$

$$V_t / V_p = 2 \cdot m_e / (m_p + m_t) \cdot \cos \theta \quad (2.7)$$

$$E_t = (4 m_t E_p / (m_p + m_t)) \sin^2 (\vartheta_1' / 2) \quad (2.8)$$

(E_t = Energieübertrag auf das Targetatom)

Die Größen s , b , ϑ_1' , θ sind durch Abb. 2.1* definiert. Da bei den hier vorliegenden Stoßsystemen im interessierenden Stoßparameterbereich $b > 1/10 r_k$ (r_k = K-Schalenradius des Targetatoms) die Stöße noch sehr peripher sind, wird das Projektil bei den hohen Einschußenergien $m_p \cdot 1,4$ MeV/amu

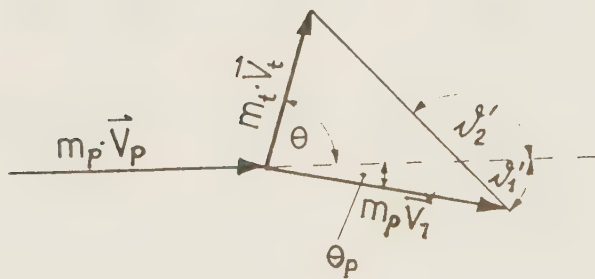
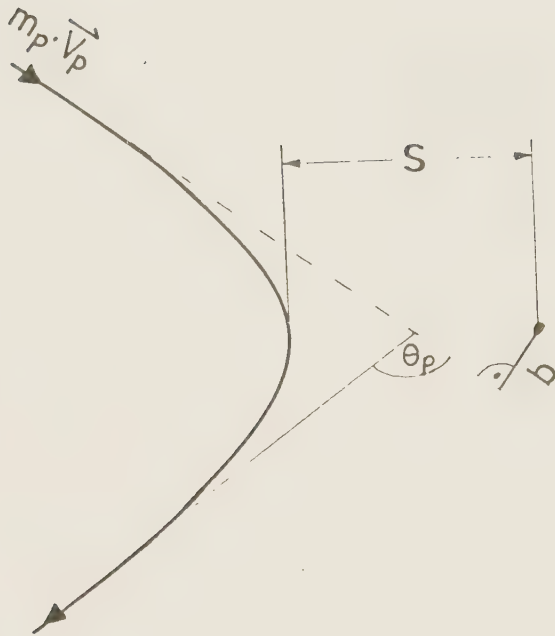


Abb.2.1* Kinematische Beziehungen bei der Rutherford-Streuung zwischen Projektil (Index p) und Targetatom (Index t). ν_1' und ν_2' sind die Streuwinkel im Schwerpunktsystem, θ_p und θ die entsprechenden im Laborsystem. $\vec{V}_1$ ist die Projektilgeschwindigkeit nach der Streuung im Laborsystem.

von seiner Bahn kaum abgelenkt ($\theta_p \approx 0^\circ$) und es kann daher in guter Näherung $b = s$ gesetzt werden (vgl. auch Kap. E). Dann ergibt sich aus Gl. (2.8), (2.5) und (2.4) für die auf das Targetatom übertragene Rückstoßenergie

$$E_r = 4E_p m_e m_p / (m_t + m_p) \sin^2(\arctan(Z_t^* Z_p^* e^2 (m_p + m_t) / (m_t E_p b))) \quad (2.9)$$

Tab. 2.1 gibt die nach Gl. (2.9) und Gl. (2.7) berechneten Werte von E_r und θ für verschiedene Projektil-Targetatom-Stoßsysteme an. Zur Berechnung wurde $Z_t^* = Z_t - 1$ gesetzt und damit näherungsweise die Abschirmwirkung eines noch verbleibenden K-Schalenelektrons berücksichtigt sowie $Z_p^* =$ Einschußladungszustand q_p des Projektils, und $b = a_0 / Z_t$ ($a_0 = 0,53 \text{ \AA}$) angenommen. Die Werte aus Tab. 2.1 zeigen, daß bei den hier untersuchten Stoßsystemen fast alle Targetatome in einen sehr engen Winkelbereich $90^\circ < \theta < 89^\circ$ zur Projektilrichtung gestreut werden.

Werden Target-Augerelektronen unter einem Beobachtungswinkel $\theta = 90^\circ$ gemessen, so treten nach Gl. (2.1) alle kinematischen Energieverschiebungen im Bereich $0^\circ \leq \theta_1 \leq 360^\circ$ auf. Da für die hier untersuchten Stoßsysteme $V_s \ll V_a$ gilt, können in guter Näherung in Gl. (2.1) V_e und V_a vertauscht werden und man erhält Gl. (2.10)

$$V_e^2 = V_a^2 + V_s^2 - 2 V_a V_s \cos \theta_1 \quad (2.10)$$

Die kinematische Energieverbreiterung folgt daraus zu

$$\Delta E_k = 1/2 m_e \Delta V_e^2 = m_e \cdot 2 \cdot V_s \cdot V_a \quad (2.11)$$

Weiterhin läßt sich wegen $V_s \ll V_a$ und daher $\gamma \approx 0^\circ$ (Abb. 2.1) nach Gl. (2.3) $\Delta \Omega_s \approx \Delta \Omega_1$ setzen. Dann ergibt sich für die Intensitätsverteilung der verbreiterten Linie nach Differentia-

Tab. 2.1 Rückstoßenergien E_r und Projektilstreuwinkel bei verschiedenen Stoßsystemen und Stoßparametern $b = \text{Target-K-Schalenradius}$

Projektil	Target	Rückstoßenergie $E_r[\text{eV}]$	θ_p
$^{40}_{18}\text{Ar}^{12+}$	$^{12}_6\text{C}$	3,93	$89,98^\circ$
"	$^{14}_7\text{N}$	6,99	$89,97^\circ$
"	$^{16}_8\text{O}$	11,33	$89,97^\circ$
"	$^{20}_{10}\text{Ne}$	37,76	$89,95^\circ$
$^{84}_{36}\text{Kr}^{24+}$	$^{12}_6\text{C}$	17,07	$89,96^\circ$
"	$^{14}_7\text{N}$	30,03	$89,95^\circ$
"	$^{16}_8\text{O}$	49,19	$89,95^\circ$
$^{238}_{92}\text{U}^{44+}$	$^{12}_6\text{C}$	52,88	$89,94^\circ$
"	$^{16}_8\text{O}$	152,38	$89,92^\circ$
"	$^{20}_{10}\text{Ne}$	333,12	$89,89^\circ$
"	$^{20}_{10}\text{Ne}$	33300,00 ($b = r_K(\text{Ne})/10$)	$88,93^\circ$

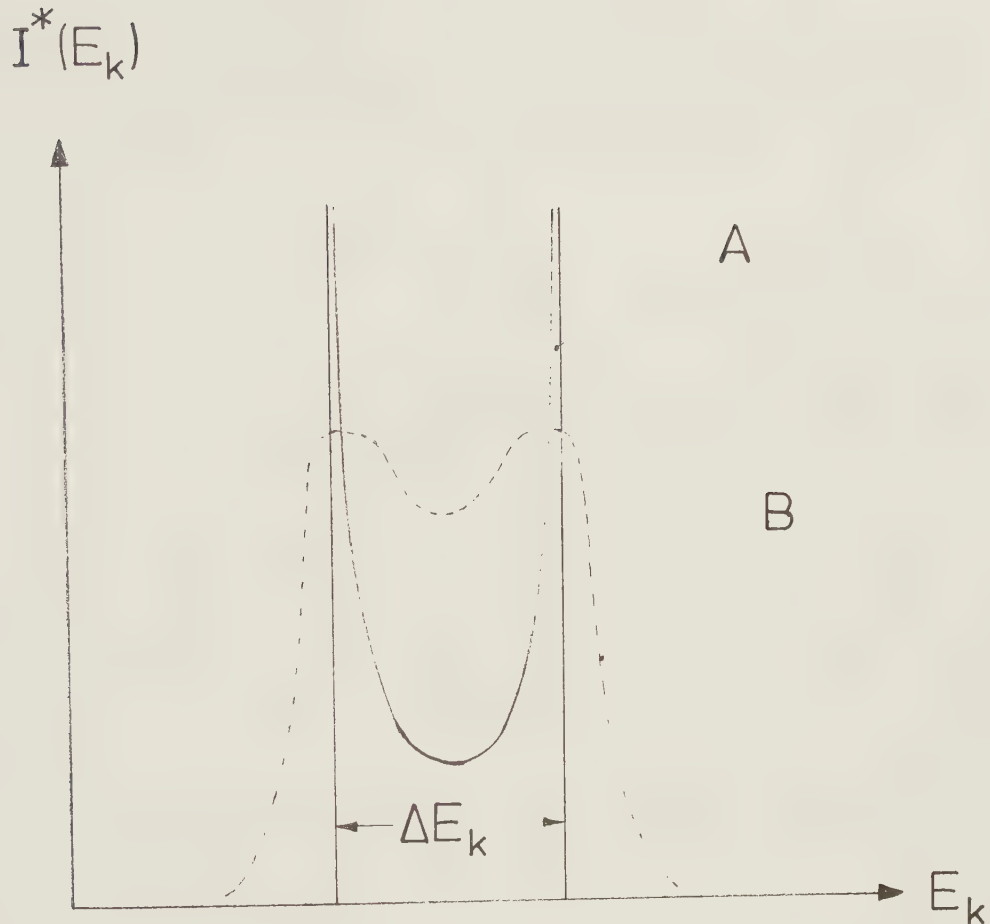


Abb. 2.2 Kinematische Verbreiterung einer Augerlinie
durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß

Kurve A: theoretische Linienform bei Vernachlässigung der natürlichen Linienbreite und der instrumentellen Energieauflösung.

Kurve B: theoretische Linienform bei Berücksichtigung der natürlichen Linienbreite und der Energieauflösung des Spektrometers.

tion von Gl. (2.10) nach θ_1 und bei einer Gleichverteilung der gestreuten Targetatome in der Azimutalebene zur Projektilachse

$$\frac{d I^*}{d E_k} = \frac{d I^*}{d \theta_1} \cdot \frac{d \theta_1}{d E_k} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{2V_a V_s \cdot \sin \theta_1} \quad (2.12)$$

Mit

$$\int_0^{2\pi} \frac{d I^*}{d E_k (\theta_1)} d \theta_1 = I \quad (2.13)$$

wird die Intensität der verbreiterten Linie auf die Intensität I der emittierten Augerelektronen normiert.

Abb.2.2 zeigt die Funktion $I^* (E_k)$ (Kurve A). Nach der Faltung von $I^*(E_k)$ mit der natürlichen Intensitätsverteilung der Augerlinie und der instrumentellen Auflösungsfunktion $f(E_i)$ (Kap. 3.4.1) ergibt sich eine im Experiment zu erwartende Kurve B, Abb.2.2, /Da 76/. Es zeigt sich, daß eine im SS beobachtete Augerlinie im LS in zwei sich überlappende Strukturen aufspaltet, sofern $\Delta E_k \geq 2 \Delta E_i$ und $\Delta E_k \geq 2 \Delta E_n$ gilt und nur eine Rückstoßenergie E_r vorliegt. Bei Beobachtungswinkeln $\theta \neq 90^\circ$ ist die kinematische Verbreiterung $\Delta E_k (\theta)$ um einen Faktor $\cos (90^\circ - \theta)$ kleiner als im Falle Gl. (2.11), siehe /Da 76/.

2.1.2 Die Linienverbreiterung durch "Coulombexplosion" hochionisierter Moleküle

Unter der vereinfachenden Annahme eines Coulomb-potentials als abstoßendes Potential zwischen zwei hochionisierten Atomen eines diatomaren Moleküls (z. B. CO) läßt sich die potentielle Energie E_m dieses Systems mit

$$E_m = Z_t^* \cdot Z_2^* \cdot e^2 / R \quad (2.14)$$

angeben.

$$Z_t^* = Z_t - 3 = \text{Ladung des Atoms mit dem angeregten } (1s2s2p)^4P - \text{Zustand}$$

$$Z_2^* = \text{Ladung des mehrfach ionisierten Nachbaratoms}$$

$$R = \text{Bindungslänge des Moleküls /Gra 65/}$$

$$e = \text{Elementarladung.}$$

Nach der "Coulombexplosion" des Systems beträgt die kinetische Energie E_c des betrachteten Targetatoms nach Impuls- und Energieerhaltung:

$$E_c = (Z_t^* \cdot Z_2^* \cdot e^2 \cdot m_t) / (m_t + m_2)R \quad (2.15)$$

$$m_t = \text{Masse des Targetatoms}$$

$$m_2 = \text{Masse des Nachbaratoms}$$

Aus Gl. (2.11) und (2.15) folgt dann für die maximale Linienverbreiterung

$$\Delta E_k = 4 \cdot (E_a E_c m_e / m_t)^{1/2} \quad (2.16)$$

Bei isotropem Zerfall des Moleküls sind im LS alle Richtungen der Geschwindigkeit $\vec{V}_s$ der Targetatome gleichver-

teilt. Wegen $V_s \ll V_a$ kann wieder nach Abb. 2.1 in guter Näherung $\Delta\Omega_s \approx \Delta\Omega_1$ gesetzt werden. Mit $\Delta E_n = \Delta E_i = 0$ ergibt sich dann für die Intensitätsverteilung der verbreiterten Linie

$$\frac{d I^*}{d E_k} = \frac{d I^*}{d \theta} \cdot \frac{d \theta}{d E_k} = 2\pi \sin\theta \frac{1}{2V_a V_s \sin\theta} = \frac{\pi}{V_a V_s} \quad (2.17),$$

wobei nach Abb. 2.3 $d I^* = 2\pi \sin\theta d\theta$ gilt und sich

$$\frac{d E_k}{d \theta} = 2 V_a V_s \sin\theta \quad \text{aus Gl. (2.10) ergibt.}$$

Die Linienform nach Gl. (2.17) ist in Abb. 2.4 dargestellt (Kurve A). Wird nun die natürliche Intensitätsverteilung der Augerlinie und die endliche Auflösung des Spektrometers mit berücksichtigt, erhält man nach Faltung derselben mit Kurve A eine trapezförmige Liniengestalt, Kurve B.

Für eine realistische Beschreibung der experimentellen Situation muß neben der kinematischen Linienverbreiterung durch die "Coulombexplosion" des Moleküls auch ein Beitrag durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß berücksichtigt werden. Die Werte E_r in Tab. 2.1 und E_c in Tab. 2.2 zeigen jedoch, daß bei den meisten Molekülen der dominierende Anteil kinetischer Energie durch die Coulombabstoßung der hochionisierten Molekülfragmente auf das Targetatom übertragen wird. Daher kann in erster Näherung der Projektil-Target-Rückstoß vernachlässigt werden. Dies ist insbesondere auch deshalb berechtigt, da sich der gesamte Energieübertrag auf das Targetatom näherungsweise zu

$$E_t = E_r + E_c \quad (2.18)$$

ergibt und der Fehler in der Linienbreite nach Gl. (2.16) bei Vernachlässigung von E_r mit $(1+E_r/E_c)^{1/2}-1$ nur einige Prozent beträgt, z.B. bei C in CO $\approx 1,6\%$ und bei O in O₂ $\approx 8\%$.

Tab. 2.2 Kinetische Energien E_c und kinematische Linienverbreiterung ΔE_k des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ -Übergangs verschiedener Atome nach Coulombexplosion der Moleküle bei einer Ladung Z_2^* des Nachbaratoms

Molekül	R [Å]	Atom	E_c [eV], (Z_2^*)	ΔE_k [eV]
N ₂	1,094	N	79,0 (3 ⁺)	4,02
O ₂	1,207	O	89,5 (3 ⁺)	4,63
C ₂ H ₂	1,21	C	35,7 (2 ⁺)	2,5
CO	1,12	C	66,1 (3 ⁺)	3,37
CO	1,12	O	55,1 (2 ⁺)	3,69
CO ₂	1,162	C	40,5 (3 ⁺)	1,70
CO ₂	1,162	O	118,3 (3 ⁺)	5,29
CH ₄	1,22	C	2,7 (1 ⁺)	0,84
NH ₃	1,21	N	3,4 (1 ⁺)	1,03

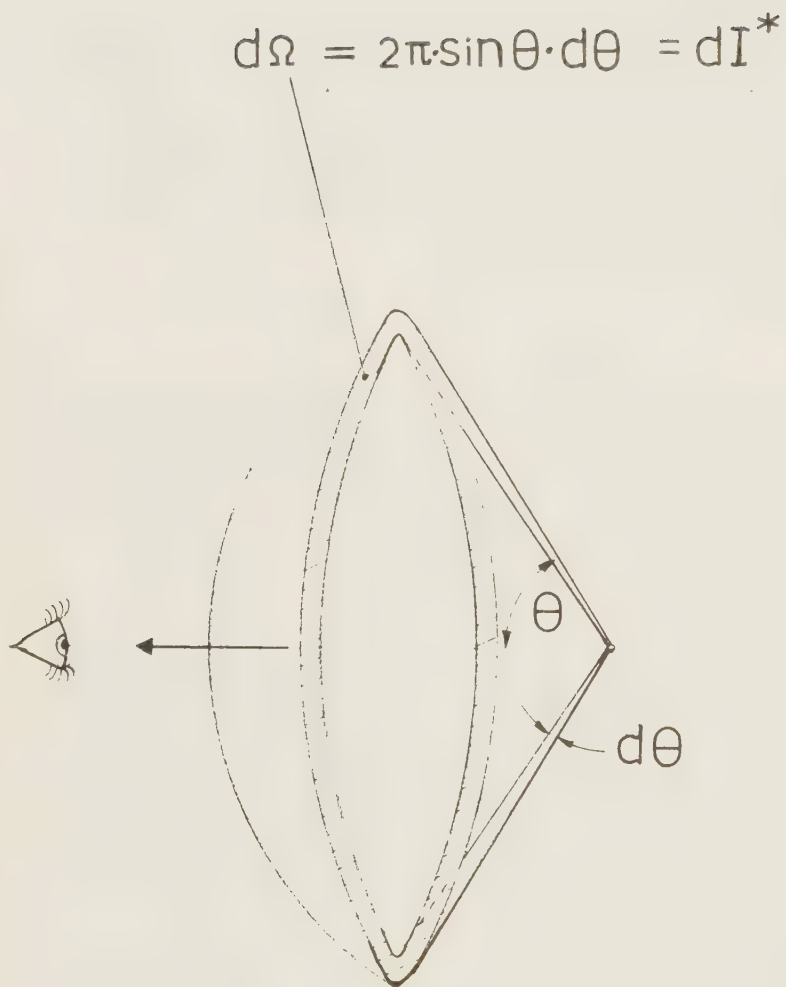


Abb. 2.3 Intensität der in den Raumwinkel $d\Omega$ unter einem Beobachtungswinkel θ emittierten Molekülfragmente

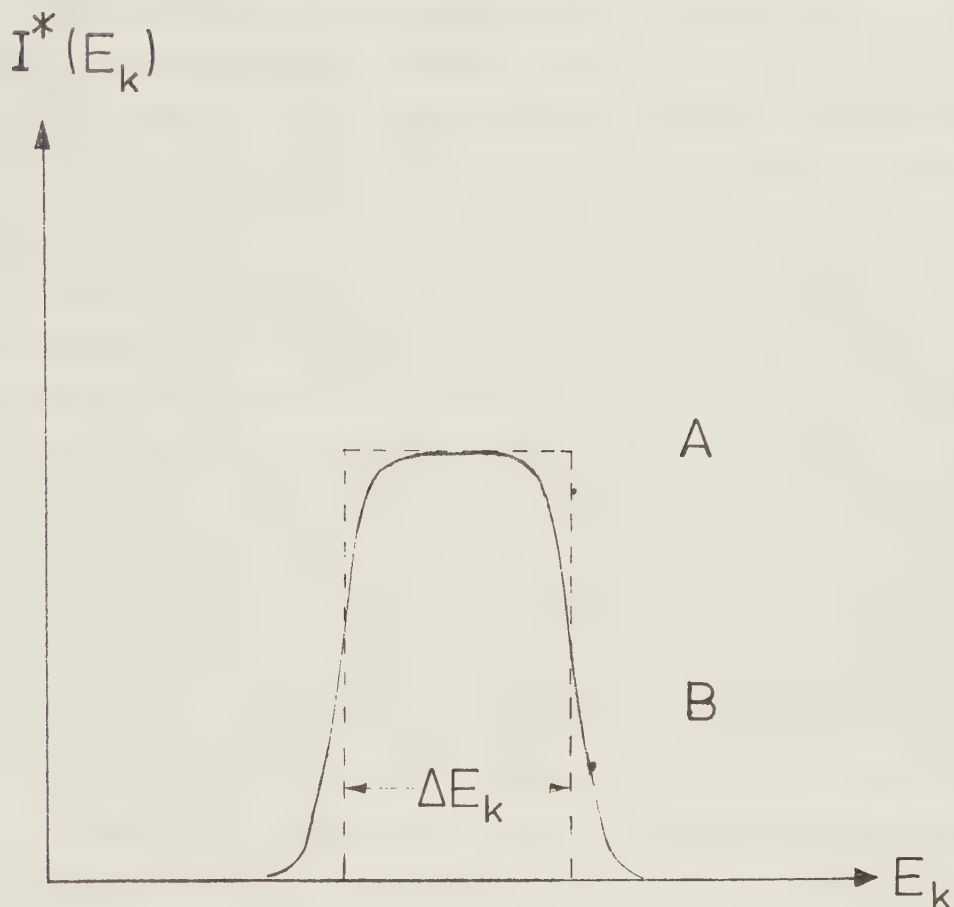


Abb. 2.4 Kinematische Verbreiterung einer Augerlinie
"nach Coulombexplosion" eines Moleküls

Kurve A: theoretische Linienform bei Vernachlässigung der natürlichen Linienbreite und der Spektrometerauflösung

Kurve B: theoretische Linienform bei Berücksichtigung der natürlichen Linienbreite und der Instrumentellen Auflösung

Die theoretische Linienform wird auch durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes mitbestimmt. Zwei Gesichtspunkte seien in diesem Zusammenhang erwähnt:

1. Ein gewisser Teil der angeregten Zustände zerfällt bereits während der Coulombabstoßung der ionisierten Atome, so daß die emittierten Augerelektronen keine maximale kinematische Energieverschiebung erfahren. Eine Abschätzung dieses Anteils bei den hier untersuchten $(1s2s2p)^4P \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Linien ergibt bei $T \geq 10^{-9}$ s und exponentiellem Zerfallsgesetz der angeregten Zustände und bei einer Zerfallszeit des Moleküls von 10^{-14} s nur einem Beitrag von 10^{-5} der gesamten Linienintensität. Er kann daher vernachlässigt werden.
2. Targetatome, die in Richtung des Spektrometers fliegen, fallen in einen größeren Raumwinkelbereich als solche mit umgekehrter Flugrichtung. Für Stickstoffatome mit $E_0 = 100$ eV und $T = 5 \times 10^{-8}$ s ergibt dies einen Unterschied von 3 % im Raumwinkel. Bei N_2 und bei den anderen hier untersuchten Molekülen sollte sich deshalb hieraus noch kein merklicher Einfluß auf die Linienform ergeben. Atome, die senkrecht zur Spektrometerachse fliegen, emittieren noch innerhalb des Spektrometersichtbereiches (siehe Abb. 3.5) die Augerelektronen (bei $E_0 = 100$ eV, $T = 5 \times 10^{-8}$ s), so daß auch hier die Linienform nach Gl. (2.17) kaum beeinflußt wird.

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Die Streukammer

Um eine für viele Experimente verwendbare und erweiterungsfähige Apparatur aufzubauen, wurde eine zylindrische Streukammer mit den Maßen 80 cm $\varnothing$, 30 cm Höhe konstruiert. Als Material wurde Aluminium gewählt, einmal wegen der guten mechanischen Bearbeitbarkeit und der damit verbundenen relativ geringen Herstellungskosten und zum anderen wegen der geringen Magnetisierbarkeit dieses Materials, was bei der Messung von Elektronenenergien E_e - besonders im Bereich $E_e < 1\text{KeV}$ - von großer Bedeutung ist [Wa 71/].

Ein zur Kammerachse zentrisch und auf Kugeln gelagerter Laufring, der das Elektronenspektrometer trägt, ermöglicht durch einen Reibrad-Antrieb Winkeleinstellungen im Bereich $0^\circ \leq \theta \leq 360^\circ$, bei einer Genauigkeit und Reproduzierbarkeit von $\pm 0,05^\circ$. Die Winkeleinstellung wird von einer auf dem Läufering angebrachten 360° -Skale und einem Nonius durch ein Sichtfenster abgelesen.

In Abb.3.1 ist der grundsätzliche experimentelle Aufbau innerhalb der Streukammer skizziert. Die in dieser Abbildung eingetragenen Maßzahlen haben die Einheit mm und geben die wichtigsten geometrischen Größen des experimentellen Aufbaus wieder. Der Ionenstrahl wird durch zwei Blenden (1 cm $\varnothing$ und 0,3 cm $\varnothing$) auf 0,46 cm $\varnothing$ im Streuzentrum begrenzt und nach dem Streuzentrum in einem Faraday-Becher aufgefangen. Mit der Begrenzung des Ionenstrahls auf 0,46 cm $\varnothing$ wird sichergestellt, daß auch bei Ortsschwankungen der Strahlintensität alle Ionen innerhalb des Spektrometer-Raumwinkels (Kap.3.4) das Streuzentrum passieren. In das Streuzentrum können eine Targethalterung mit verschiedenen Festkörpertargets und oberhalb des Streuzentrums eine Gasdüse (0,03 cm $\varnothing$) eingefahren werden. Die aus dem Streuzentrum emittierten

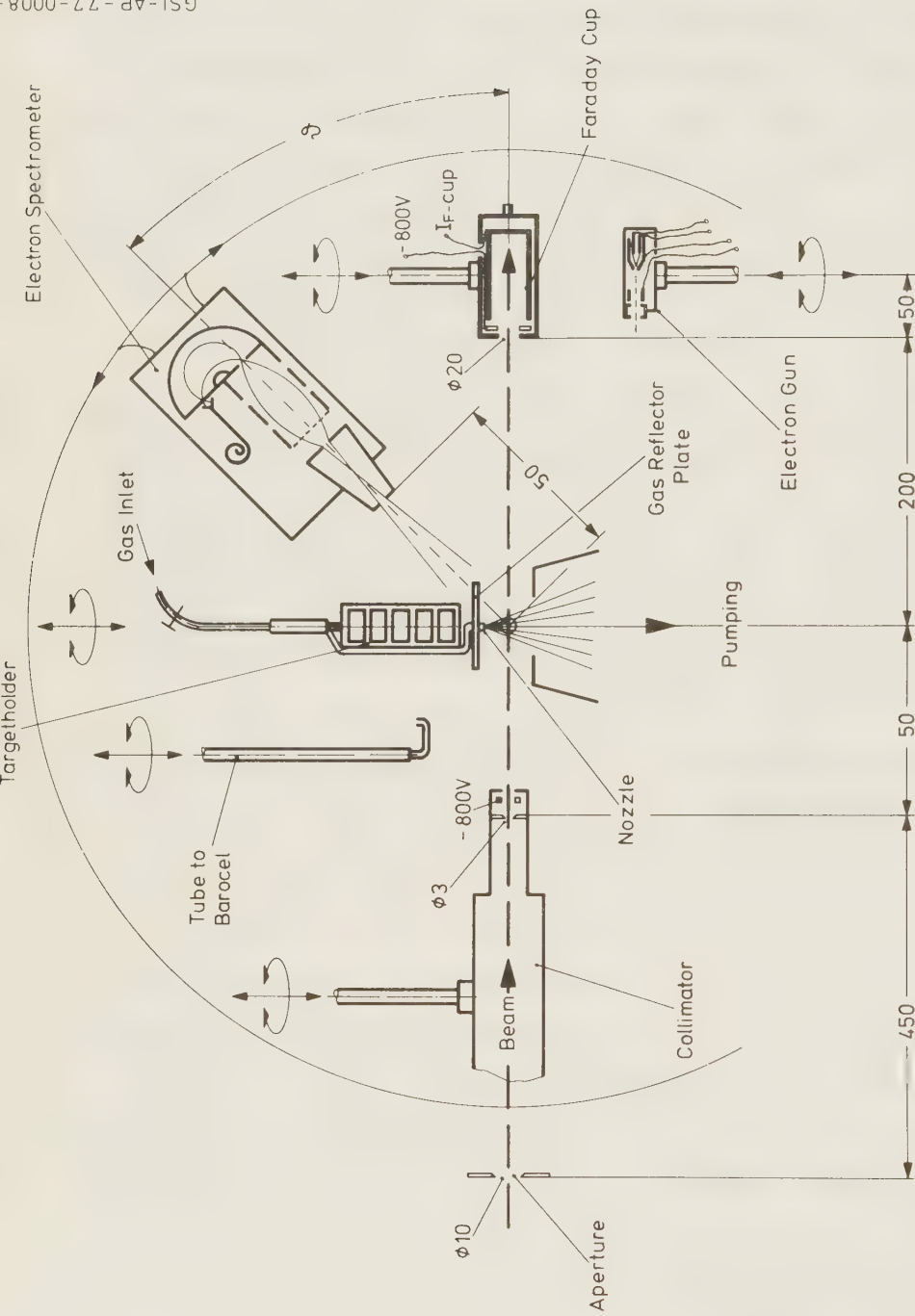


Abb. 3.1 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus. Die Maßzahlen geben die wichtigsten Maße in mm an. Das Elektronenspektrometer ist um 90° in die Zeichenebene gedreht.

Elektronen werden mit dem Elektronenspektrometer unter einem Beobachtungswinkel θ zur Ionenstrahlrichtung nach ihrer Energie selektiert und mit einem Channeltron nachgewiesen. (In Abb.3.1 ist das Elektronenspektrometer, das in einer zur Zeichenebene senkrechten Ebene bewegt wird, zur besseren Darstellung in der Zeichenebene abgebildet.) Durch die Positionen und die Abmessungen des Kollimators, des Faraday-Bechers und des Spektrometers ist θ auf den Bereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ begrenzt. Eine Elektronenkanone, die sich in die Strahlachse bewegen läßt, ermöglicht - unabhängig vom Ionenstrahl - die Kalibrierung des Elektronenspektrometers (Kap.3.4.1). Mit Hilfe eines Justierfernrohres, das sich außerhalb der Streukammer befindet, lassen sich der Kollimator, die Gasdüse und die Spektrometerachse mit einer Genauigkeit von $\pm 0,005$ cm zur Ionenstrahlachse und zum Streuzentrum ausrichten.

3.2 Gastarget und Vakuumsystem

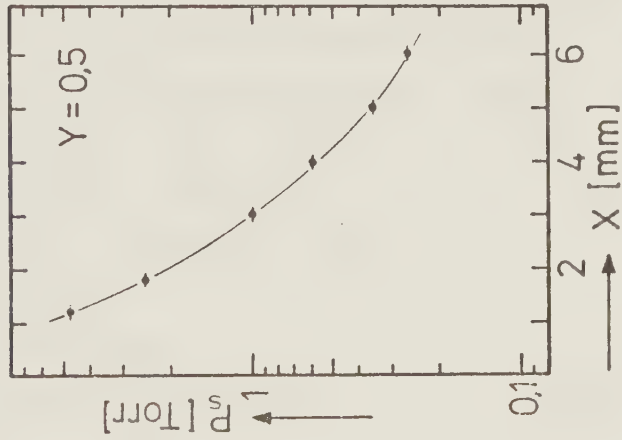
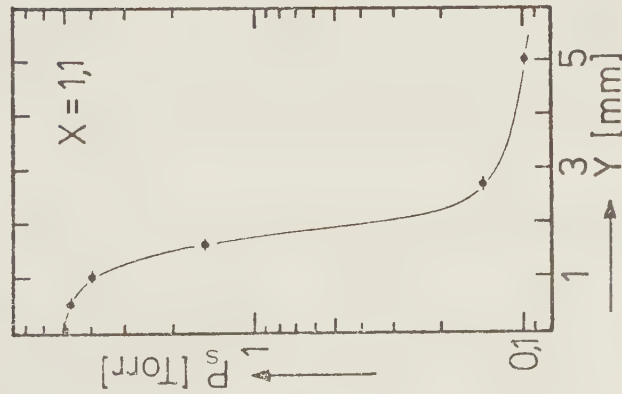
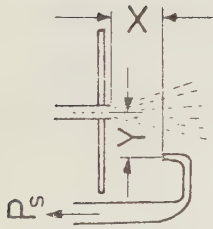
Im Experiment wurden zwei grundsätzlich verschiedene Gastargets verwendet:

a) Eine einfache Gasdüse (skizziert in Abb.3.1) läßt aus einer 0,03 cm $\varnothing$ Öffnung einen Gasstrahl in die Vakuumkammer expandieren, der von einem Absaugrohr abgefangen und mit einer Turbomolekularpumpe (400 l/s Pumpleistung) abgepumpt wird. Ein Teil des Gases gelangt von der Düse direkt und durch Rückströmung aus der Absaugöffnung in die Kammer, die von einer Kryo-Pumpe (Pumpleistung 4000 l/s) evakuiert wird. Dabei verringert eine "Gas-Reflektorplatte", die am Düsenende die Absaugöffnung überdeckt, das Druckverhältnis P_k/P_a (P_k = Restgasdruck in der Streukammer, P_a = Druck im Absaugrohr) um 50 %, wie es Druckmessungen von N_2 -Gas mit einem Ionisationsvakuummeter zeigen: $P_k = 2 \times 10^{-5}$ Torr, $P_a = 2,1 \times 10^{-4}$ Torr mit und $P_k = 4 \times 10^{-5}$ Torr, $P_a = 2 \times 10^{-4}$ Torr ohne "Gas-Reflektorplatte". Da die gemessenen Druckwerte

bei Ionisationsvakuummetern sehr stark von der Gasart abhängen und die Meßgenauigkeit des verwendeten Gerätes bei einer Gasart im Druckbereich $P \leq 10^{-4}$ Torr mit $\pm 10\%$ vom Hersteller angegeben ist, wird zur Messung des absoluten Gasdruckes ein Kapazitätsmanometer ("Barocel") verwendet, dessen Druckanzeige von der Gasart unabhängig ist und vom Hersteller mit $\pm 0,1\%$ Ungenauigkeit angegeben wird. Mit einem gebogenen Röhrchen, das unter die Düse in das Streuzentrum bewegt werden kann und zum Kapazitätsmanometer führt, läßt sich der Staudruck P_s des ausströmenden Gases in Abhängigkeit des Ortes im Streuzentrum messen. Abb.3.2 a) zeigt die Ortsabhängigkeit von P_s im Bereich des Streuzentrums bei einem Restgasdruck $P_k = 2 \times 10^{-4}$ Torr in der Streukammer und Abb.3.2 b) die Werte P_s in Abhängigkeit von P_k bei N_2 Gas. Die eingezeichneten Kurven geben den Verlauf der Meßpunkte an. Aus Abb.3.2 a) ist zu entnehmen, daß der aus einer einfachen Düse expandierende Gasstrom bei kleinen Entfernungen nach der Düse noch stark ausgerichtet ist und zum größten Teil aufgefangen werden kann. Die Messpunkte in Abb.3.2 b) zeigen ein mit dem Gasdruck zunehmendes Verhältnis P_s/P_k auf.

Da bei Messungen absoluter Reaktionsquerschnitte unter anderem die Gasdichte im Streuzentrum bekannt sein muß, aber bei einem expandierenden Gasstrahl schwer zu bestimmen ist, wurden hier mit der Gasdüse nur relative Elektronenintensitäten gemessen. Insbesondere ist bei Messungen von Winkelverteilungen (Kap.C2, Kap.D 6) eine genaue Bestimmung des effektiven Targetvolumens, das vom Beobachtungswinkel abhängt, sehr schwierig.

a)



b)

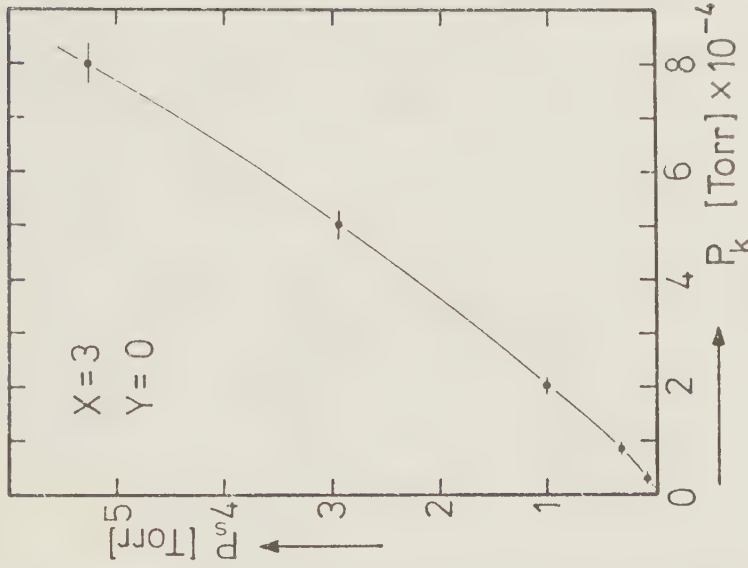


Abb. 3.2

a) Staudruckprofil $P_s(x,y)$ von N_2 -Gas nach Austreten aus einer einfachen Düse.

b) Restgasdruck P_k in der Streukammer als Funktion vom Staudruck P_s im Streuzentrum.

b) Die offene Gaszelle (Abb.3.3) erlaubt das Messen absoluter Querschnitte. Der in die Zelle eintretende Gasstrom wird in einem zylindrischen Volumen 1 cm $\varnothing$ x 3 cm gestaut, so daß Druck P_Z und Gasdichte im Streuzentrum konstant sind. Aus der Druckmessung mit dem Kapazitätsmanometer ergibt sich die Gasdichte zu

$$D = L \cdot P_Z \cdot T_O / P_O \cdot T_Z \cdot A \quad (3.1)$$

$$L = \text{Loschmidt-Zahl} = 6,023 \times 10^{23}$$

P_Z = Gasdruck in der Zelle

T_O = Zimmertemperatur (293° K)

T_Z = Gastemperatur in der Zelle

A = Avogadro'sche Zahl = 22,4 l

Für die Gastemperatur T_Z in der Zelle wird Zimmertemperatur T_O angenommen. Der Projektilstrahl wird durch eine Öffnung 0,2 cm $\varnothing$ durch die Zelle geschossen und die dabei emittierten Elektronen unter einem Winkel θ durch eine gleich große Öffnung beobachtet. Das von θ abhängige Reaktionsvolumen läßt sich aus der Durchdringung des Projektilstrahls mit dem Raumwinkelbereich des Spektrometers berechnen.

Der Nachteil der hier beschriebenen Gaszelle gegenüber der Gasdüse besteht in der Festlegung des Beobachtungswinkels. Daher wurde die Gaszelle nur zur Messung der Transmission des Spektrometers (Kap.3.4.1) verwendet. Die Messungen der Augerelektronen - insbesondere Augerelektronen unter verschiedenem θ - wurden mit der Gasdüse durchgeführt Kap. A 2, Kap.C,Kap.D.

3.3 Die Elektronenkanone

Zum Anregen von Augerübergängen durch Elektronenstoß und zum Kalibrieren und Testen des Elektronenspektrometers wurde eine Elektronenkanone verwendet, die in Abb.3.4 im Querschnitt abgebildet ist.

Die von einer nadelförmigen Glühspitze aus Wolframdraht emittierten Elektronen werden durch eine am Glühfaden angelegte negative Spannung U_b auf die Ausgangsblende der

Gas - Cell

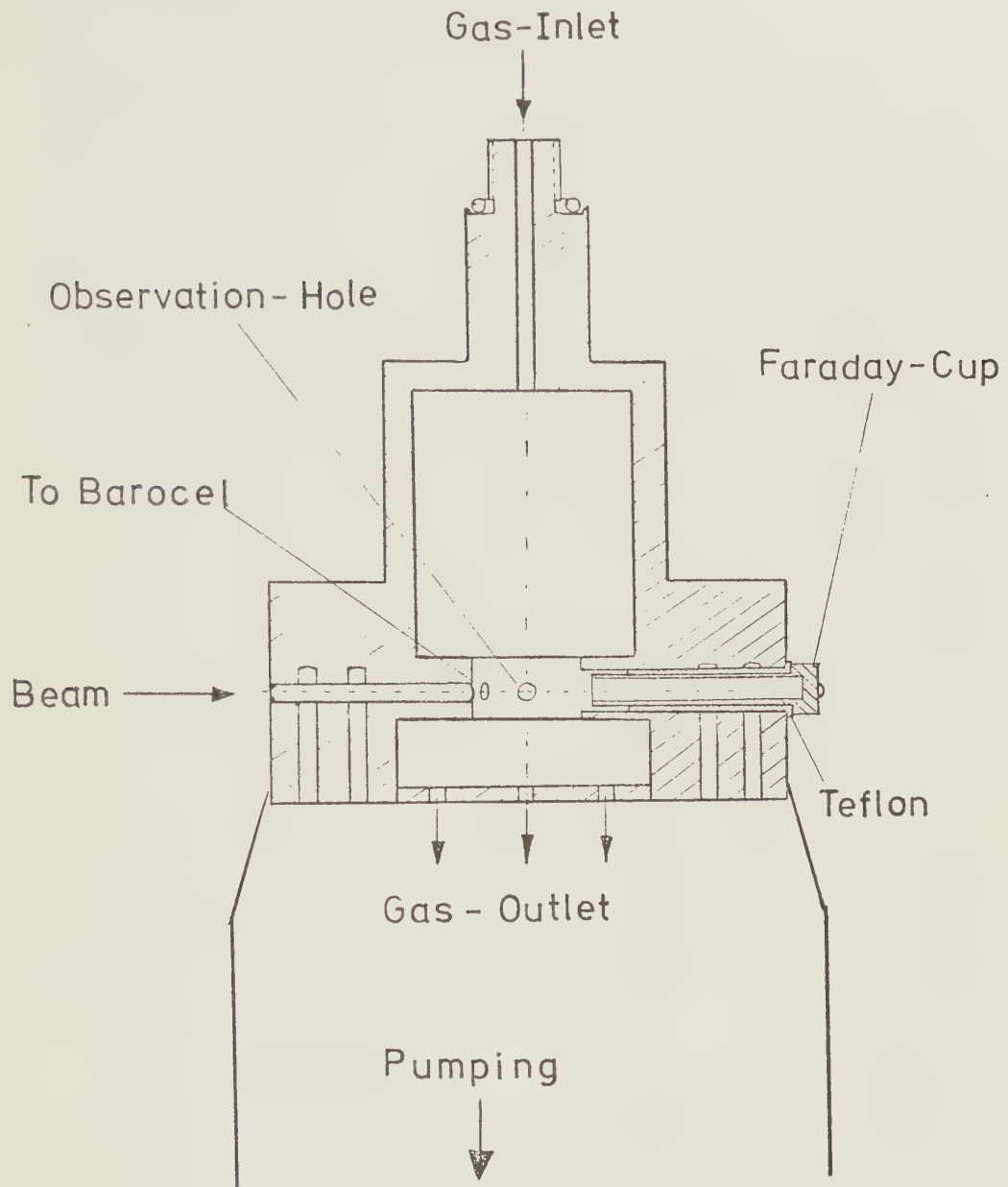


Abb. 3.3 Offene Gaszelle

Electron - gun

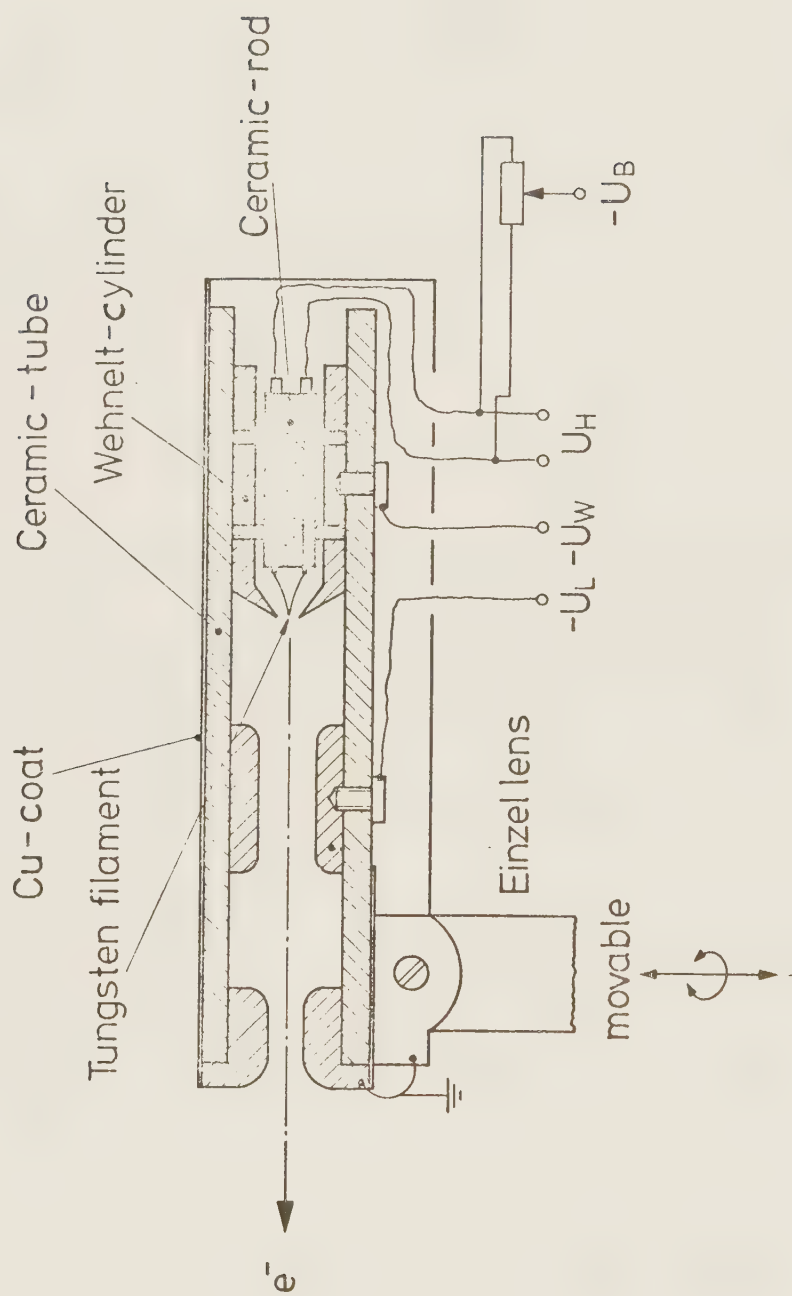


Abb. 3.4 Querschnitt der Elektronenkanone, Maßstab: 1 : 1,5

Kanone, die auf Erdpotential liegt, auf eine Energie $U_b \cdot e$ beschleunigt. Durch einen Wehneltzylinder und eine Einzellinse läßt sich bei entsprechend angelegten Spannungen $-U_w$ und $-U_1$ der Elektronenstrahl auf einen Brennpunkt $\approx 0,05$ cm $\varnothing$ im Streuzentrum fokussieren.

Mit dieser Kanone können Elektronen bei Strahlströmen bis zu $150 \mu A$ auf Energien von 50 eV bis 8000 eV beschleunigt werden. Besonders vorteilhaft erwies sich beim Experimentieren die geringe Abmessung (2 cm $\varnothing$, 7 cm lang) und die hohe Beweglichkeit der Kanone, die an einer Dreh-Schiebe-Durchführung befestigt ist.

3.4 Das Elektronenspektrometer

Zur Energieanalyse von Elektronen im "niederen Energiebereich" $E_e \leq 10 \text{ KeV}$ eignen sich am besten elektrostatische Spektrometer, da diese einfach aufgebaut sind und magnetische Impulsanalysatoren zur Abschirmung des Magnetfeldes im Außenraum des Spektrometers und insbesondere im Bereich des Targets einen höheren Aufwand erfordern. Die verschiedenen Arten elektrostatischer Spektrometer /Wa 71/ haben dabei jeweils ihre besonderen Eigenschaften (Energieauflösung, Winkelselektivität, Raumwinkelakzeptanz, Energiebereich, Transmission etc.), so daß je nach den experimentellen Erfordernissen die eine oder andere Spektrometerart Verwendung findet. Das in dieser Arbeit eingesetzte Spektrometer sollte einerseits Messungen von Winkelverteilungen über einen großen Winkelbereich ($20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$) und andererseits Messungen von Augerübergängen bei hoher Energieauflösung ermöglichen.

a) Aufbau und Wirkungsweise des Spektrometers

Abb.35 zeigt das Spektrometer im Querschnitt /Gro74a/. Es ist eine Kombination aus einem Gegenfeld mit anschließendem Umlenkfeldanalysator, erstmals beschrieben von Kyatt und Simpson 1967 /Ky 67/.

Der von einem Kollimator zum Eingang des Spektrometers begrenzte Elektronenstrahl wird in einem Gegenfeld zwischen einem feinmaschigen Kupfergitter (Transmission 90 %) und dem Kollimatorenende von der Energie E_e auf die Energie E_1 abgebremst. Eine Einzellinse fokussiert die Elektronen auf den Eingangsspalt eines sphärischen 180° Analysators, der das Elektronenbündel der Energie E_1 bei entsprechenden Umlenkspannungen ($+ U_{ki}$ an der inneren Halbkugel und $- U_{ka}$ an der äußeren Halbkugel) auf den Ausgangsspalt abbildet. Als Elektronendetektor dient ein kontinuierlicher Sekundärelektronenvervielfacher (Channeltron Typ B 318 BLOM),

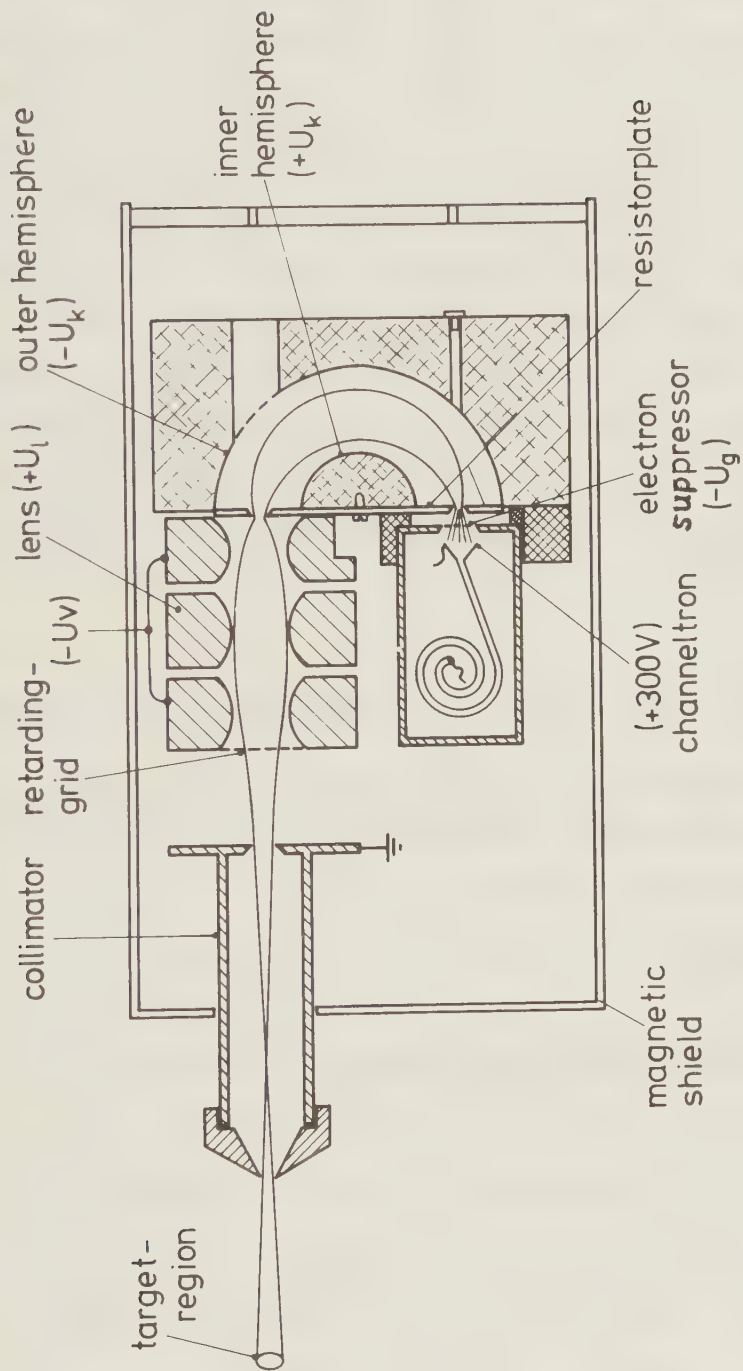


Abb. 3.5 Querschnitt des Elektronenspektrometers

der isoliert in einem Aluminiumbecher unmittelbar hinter dem Ausgangsspalt angebracht ist. Zur Reduzierung von Randfeldstörungen an den Enden der Halbkugeln sind diese durch eine Widerstandsplatte, die einen $1/r$ - Potentialverlauf annähert, verbunden. Die Ein- und Ausgangsspalte des sphärischen Analysators liegen auf dem Potential des Verzögerungsgitters (U_z), damit die Elektronen beim Ein- und Austritt keinen Potentialsprung durchlaufen /Lie 75/ und die Flugbahn der Elektronen der geometrischen Sollbahn entspricht. Die Spannungen der Linse, des Umlenkfeldanalysators und des Channeltrons sind auf das Verzögerungsgitter bezogen und bleiben während der Messung eines Energiespektrums als elektronenoptische Einheit konstant. Die Messung eines Energiespektrums erfolgt mit dem Variieren der Abbremsspannung am Verzögerungsgitter. Das Spektrometer ist mit einem $M\mu$ -Metallmantel umgeben, womit das störende Erdmagnetfeld im Spektrometerinnenraum von 0,4 Gauß auf 0,005 Gauß Feldstärke reduziert wird.

b) Die theoretische Energieauflösung des Spektrometers

Die Energieauflösung $\Delta E_o / E_o$ eines sphärischen Analysators /Sev 72/, /Pur 38/ berechnet sich mit den Bezeichnungen nach Abb.3.6 in erster Ordnung zu

$$\frac{\Delta E_o}{E_o} = \frac{s}{r_o} + \beta^2 \quad (3.2)$$

Das Potential $U(r)$ im Kugelkondensator ist gegeben durch

$$U(r) = (U_{ki} - U_{ka})(r_i r_a / (r_a - r_i))(1/r - 2/(r_a + r_i)) \quad (3.3)$$

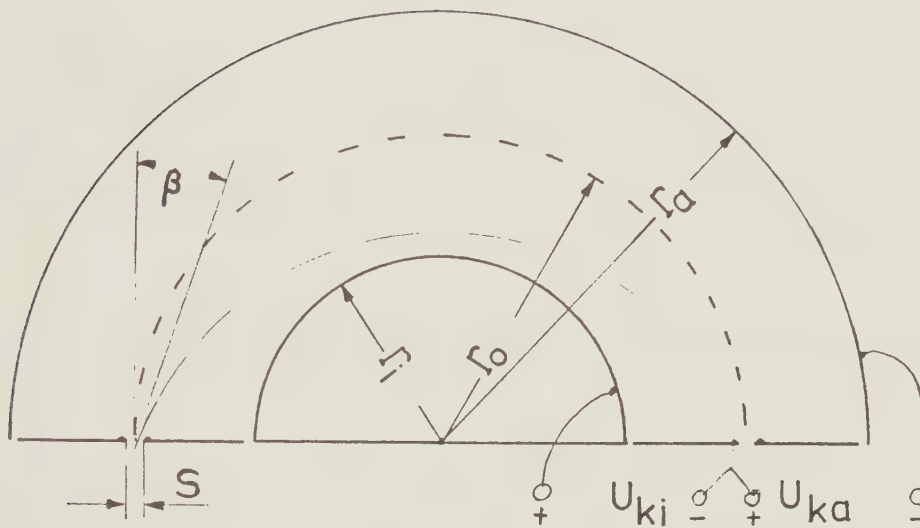
Legt man auf den Sollbahnradius r_o das Potential $U(r_o)$,

$$\text{erhält man } U_{ki} = \Delta U_k r_a / (r_a + r_i), \quad U_{ka} = \Delta U_k (-r_i / (r_a + r_i)) \quad (3.4)$$

mit $U_k = U_{ki} - U_{ka}$, und für die Spektrometerkonstante

$$C = E_o / \Delta U_k e = r_a / r_i - r_i / r_a \quad (3.5)$$

Mit den Abmessungen des im Experiment verwendeten Analysators ergibt sich $U_{ki} = 0,7 \Delta U_k$, $U_{ka} = 0,3 \Delta U_k$, $C = 1,905$ und



$r_a =$ 2,8 cm = Radius der äußeren Halbkugel

$r_i =$ 1,2 cm = Radius der inneren Halbkugel

$r_o =$ 2,0 cm = $(r_i + r_a)/2$ = Sollbahnradius

$S =$ 0,1 cm = Breite der Ein- u. Ausgangsschlitze

$\beta =$ Akzeptanzwinkel des Analysators

Abb. 3.6 Dimensionen des sphärischen Energieanalysators des Elektronenspektrometers

eine Fußbreite $\frac{\Delta E_o}{E_o} = 5,8 \%$ unter der Annahme $\beta = \pm 5^\circ$.
In guter Näherung ergibt sich daraus die Halbwertsbreite zu

$$\frac{\Delta E_{oh}}{E_o} = \frac{\Delta E_o}{2 E_o} = 2,9 \%$$

Die Form der analysierten Energieverteilung entspricht einer Dreiecksverteilung. Eine ausführliche Diskussion über den Einfluß von β auf die Form dieser Verteilung findet man in /Sev 72/.

3.4.1 Kalibrierung des Elektronenspektrometers

a) Wahl der Linsenspannung

Bei verschiedenen Elektronenenergien E_e und verschiedenen Umlenkspannungen ΔU_k wurden die aus der Elektronenkanone an N_2 -Gas elastisch getreuten Elektronen gemessen und durch Variation der Linsenspannung U_1 das Zählratenmaximum ermittelt.

Eine Änderung der so bestimmten optimalen Linsenspannung U_{10} um $\pm 10 \%$ ergibt eine geringe Änderung der Zählrate um $\pm 2 \%$. U_{10} zeigt eine Abhängigkeit von E_e : $U_{10}(E_e \geq 3000 \text{ eV}) = 2 \cdot U_{10}(E_e \leq 100 \text{ eV})$. Da die Intensität von kontinuierlichen Elektronenenergieverteilungen (Kap. A) zu hohen Energien hin abnimmt und die Transmission des Spektrometers ebenfalls (Kap. 3.41), wurde $U_{10}(3 \text{ KeV})$ gewählt, um auch noch bei Elektronen mit $E_e \geq 3 \text{ KeV}$ eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers zu haben.

b) Die Energieauflösung des Analysators wurde bei verschiedenen ΔU_k und E_e -Werten aus den Halbwertsbreiten (HWB) der Intensitätswerte der an N_2 elastisch gestreuten Elektronen und den HWB der durch Elektronenstoß angeregten Augerübergänge $L_3 - M_{2,3} M_{2,3} ({}^1D_2)$ von Ar bei 203,25 eV

und $K-L_{23}L_{23} \quad ({}^1D_2)$ von Ne bei 804,2 eV bestimmt.

Abb.3.7 demonstriert das einstellbare Auflösungsvermögen des Spektrometers an L-MM Augerlinien von Argon. Bei geringer Auflösung im oberen Bild sind drei breite Strukturen zu erkennen, aus denen bei hoher Auflösung im unteren Bild zahlreiche Linien hervortreten. Den Zusammenhang zwischen ΔU_k und den Halbwertsbreiten ΔE_h zeigt Abb.3.8 an elastisch gestreuten Elektronen ($E_e = 3 \text{ KeV}$) bei N_2 . Danach hängt ΔE_h von ΔU_k linear ab mit $\Delta E_h / \Delta U_k \cdot e = 0,05$ und in qualitativer Übereinstimmung mit der Theorie nach Gl. (3.1) und Gl. (3.4). Eine Abweichung in der Linearität bei $\Delta U_k \leq 16 \text{ V}$ läßt sich durch die thermisch bedingte Linienbreite der Elektronenquelle erklären. Die Änderung von ΔE_h in Abhängigkeit von E_e ($200 \text{ eV} \leq E_e \leq 3 \text{ KeV}$) liegt innerhalb des experimentellen Fehlers von ΔE_h . Dies bestätigt die erwartete Unabhängigkeit der Spektrometerrauflösung von der eingeschossenen Elektronenenergie.

c) Die Energieeichung des Spektrometers wurde mit bekannten Energien der Augerübergänge $L_3 - M_{23} M_{23} \quad ({}^1D_2)$ von Argon und $K-L_{23}L_{23} \quad ({}^1D_2)$ von Neon bei $E_a = 203,55 \text{ eV}$ /Sto74a/ und $E_a = 804,2 \text{ eV}$ /Kö 66/ (E_a = Augerelektronenenergie) durchgeführt. Die Differenz $E_a - U_z \cdot e = E_o$ (U_z = Verzögerungsspannung im Spektrometer beim Maximum der Augerlinie) ergibt die Sollbahnelektronenenergie E_o (Kap.3.4) der Elektronen, die den sphärischen Analysator passieren. E_o ist von der primären Augerelektronenenergie E_a unabhängig (Kap.3.4 a), wie es die Werte in Tab.3.1 bestätigen. Tab.3.1 zeigt die E_o -Werte bei verschiedenen Spannungen ΔU_k . Die angegebenen Fehler in Tab.3.1 ergeben sich aus der Unsicherheit bei der Bestimmung des Maximums des Intensitätsverteilung der Augerlinien und der dabei angelegten Spannung U_z .

Tab. 3.1 Sollbahnelektronenenergie E_o des sphärischen Energieanalysators bei verschiedenen Verzögerungsspannungen U_z und Augerelektronenenergien E_a

E_o [eV]	U_k [V]	U_z [V]	E_a [eV]
$80,5 \pm 0,5$	67	$723,7 \pm 0,5$	804,2
$36,3 \pm 0,2$	30	$767,9 \pm 0,2$	804,2
$10,9 \pm 0,1$	9,2	$793,2 \pm 0,1$	804,2
$30,4 \pm 0,5$	67	$122,7 \pm 0,5$	203,2
$11,0 \pm 0,1$	9,2	$192,2 \pm 0,1$	203,2

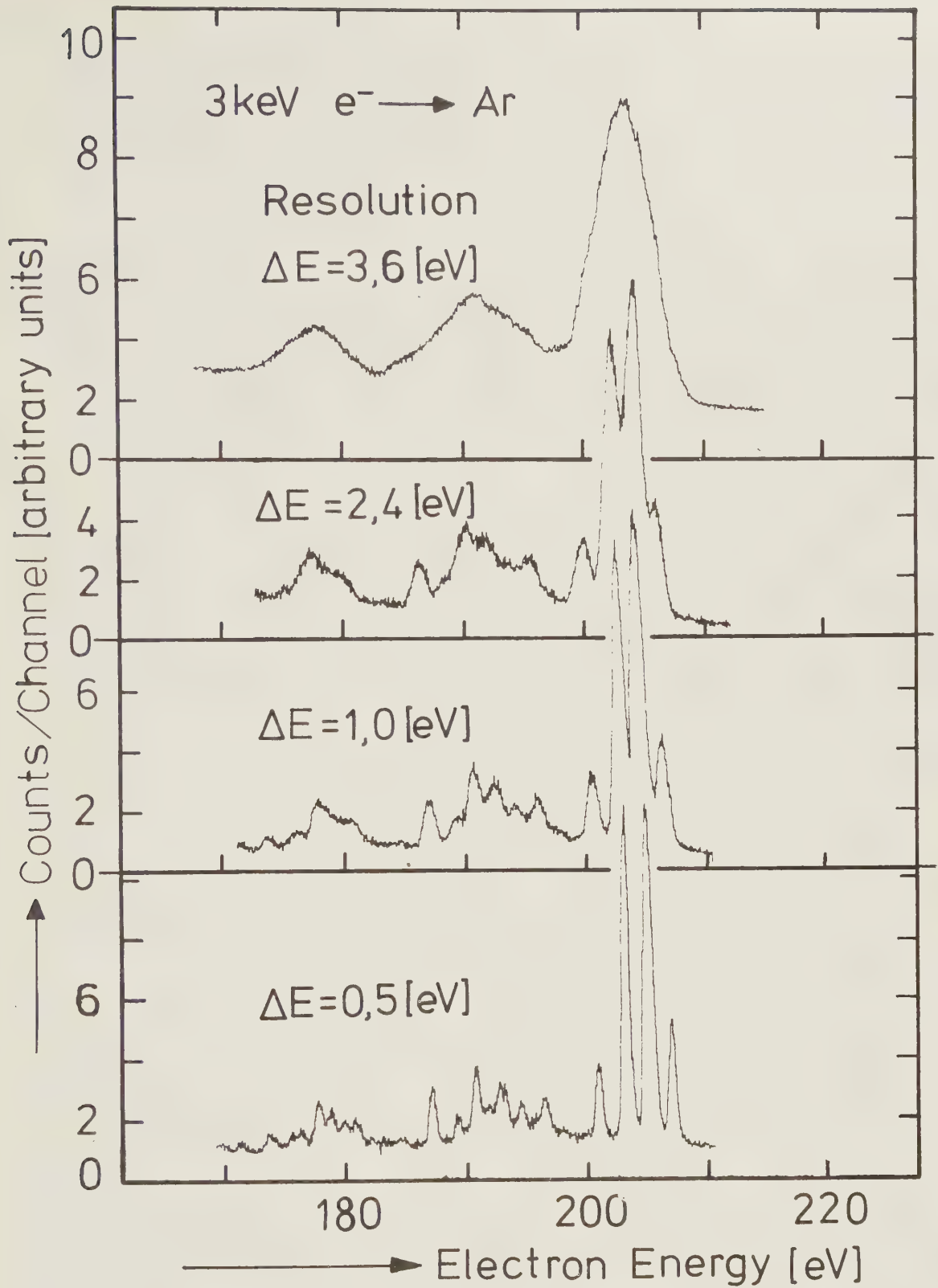


Abb. 3.7 Argon L-MM Augerübergänge nach Elektronenstoß-Anregung bei verschiedenen Spektrometerauflösungen ΔE_h

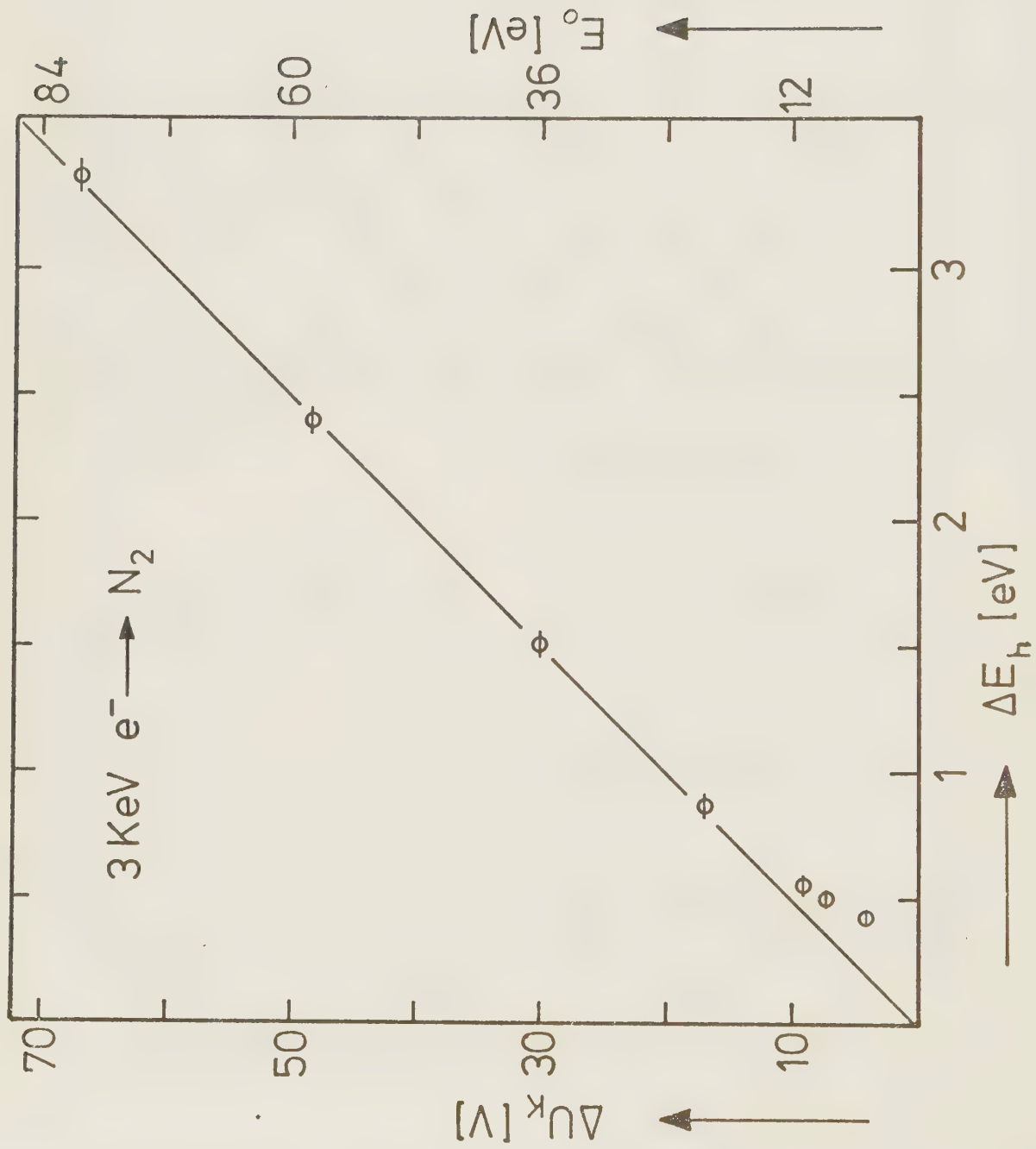


Abb. 3.8 Die Analysatorspannung ΔU_k des Spektrometers und die Sollbahn-Elektronenenergie E_o als Funktion von der Energieauflösung ΔE_h

d) Die Transmissionsfunktion $T(E_e)$ des Spektrometers ist das Verhältnis s_2/s_1 (s_2 = Zahl der analysierten und registrierten Elektronen der Energie E_e , s_1 = Zahl der in das Spektrometer eingetretenen Elektronen gleicher Energie) als Funktion der Elektronenenergie E_e . Einige $T(E_e)$ bestimmende Faktoren sind: die Eingangsblenden im Spektrometer, das Verzögerungsfeld, die Fokussierung, die Energieauflösung ($\propto \Delta U_k$) und die Elektronennachweiswahrscheinlichkeit $\hat{C}(E_e)$ des Channeltrons. Zur Korrektur der Intensität gemessener Elektronenspektren ist die Kenntnis von $T(E_e)$ wichtig.

Zur Bestimmung von $T(E_e)$ wurden die in der Gaszelle (Abb.3.3) elastisch gestreuten Elektronen unter $\theta = 41,5^\circ$ gemessen und mit absoluten Streuquerschnitten $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ von R. Jansen /Ja 75/ im Bereich $100 \text{ eV} \leq E_e \leq 3 \text{ KeV}$ verglichen. Bei der elastischen Streuung von Elektronen ist die Zahl der vom Spektrometer registrierten Elektronen gegeben durch

$$s_1 = q \cdot n \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Delta\Omega \cdot T \quad (3.7)$$

q = Zahl der Elektronen im Primärstrahl

n = Zahl der Streuzentren im eingesehenen Targetvolumen

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_e, \theta)$ = differentieller Wirkungsquerschnitt von Elektronen bei elastischer Streuung

$\Delta\Omega$ = Raumwinkel des Spektrometers

T = Transmission des Spektrometers.

Dabei läßt sich n aus dem Gasdruck in der Zelle ($p = 2,15 \pm 0,05 \times 10^{-2} \text{ Torr}$) und dem Schnittvolumen des Elektronenstrahls mit dem Beobachtungsstrahl unter $41,5^\circ$ berechnen. Der Fehler bei der Bestimmung von n ergibt sich aus der Gasdruckmessung (siehe Kap.3.2) und aus der geometrischen Unsicherheit des Schnittvolumens zu $\pm 10\%$. Die Unsicherheit in der Bestimmung von q mit Hilfe des Ladungsintegrators ist mit $\pm 1\%$ gering.

In Abb.3.9 sind gemessene Werte $T(E_e)$ gegen E_e bei verschiedenen Spannungen ΔU_k aufgetragen. Die eingezeichnete Kurve macht den Verlauf der Meßpunkte deutlich und zeigt, daß $T(E_e)$ mit zunehmender Elektronenenergie zunächst stark und dann schwächer werdend abfällt.

Die Abhängigkeit der $T(E_e)$ bei einem festen E_e von U_k zeigt Abb.3.10. Es sind gemessene Elektronenintensitäten I von elastisch gestreuten Elektronen ($E_e = 3 \text{ KeV}$) bei verschiedenen ΔU_k aufgetragen. Bei $\Delta U_k \leq 17 \text{ V}$ ist die Abhängigkeit $I(\Delta U_k)$ nicht linear und bei $\Delta U_k > 17 \text{ V}$ linear.

Da bei hohem Abbremsverhältnis E_e/E_0 der Elektronenstrahl stark aufgeweitet und aufgespreizt ist /Gro 74/, können infolge des begrenzten Akzeptanzwinkels $\beta_{\text{krit.}}$ des Kugelanalysators diesen nur ein Teil der Elektronen passieren. Mit zunehmendem ΔU_k steigt daher I zunächst nicht linear an, bis schließlich bei einem Wert $E_e/E_0 = 147$ der abgebremste Elektronenstrahl den Analysator vollständig passiert und danach I weiter mit ΔU_k linear wächst.

e) Die Auflösungsfunktion $f(E_1)$ des Spektrometers bestimmt die beobachtete Linienform und damit ΔE_h bei der Energieanalyse von monoenergetischen Elektronen.

Da eine ideale monoenergetische Quelle nicht zur Verfügung stand, wurde die thermische Elektronenquelle der Elektronenkanone (Halbwertsbreite nach Kap.3.4.1b) etwa 0,25 eV) verwendet und bei $\Delta E_h = 1,5 \text{ eV}$ und $E_e = 2 \text{ KeV}$ das Linienprofil Abb.3.11 gemessen. Von einer geringen Asymmetrie abgesehen, entspricht die gemessene Intensitätsverteilung in erster Näherung einer Gaußverteilung (gestrichelte Kurve in Abb.3.11). Zur Bestimmung von Linienbreiten und Formen bei Augerlinien (Kap.2.3, Kap.D 6, Kap.E) kann daher die instrumentelle Auflösungsfunktion als Gaußverteilung berücksichtigt werden.

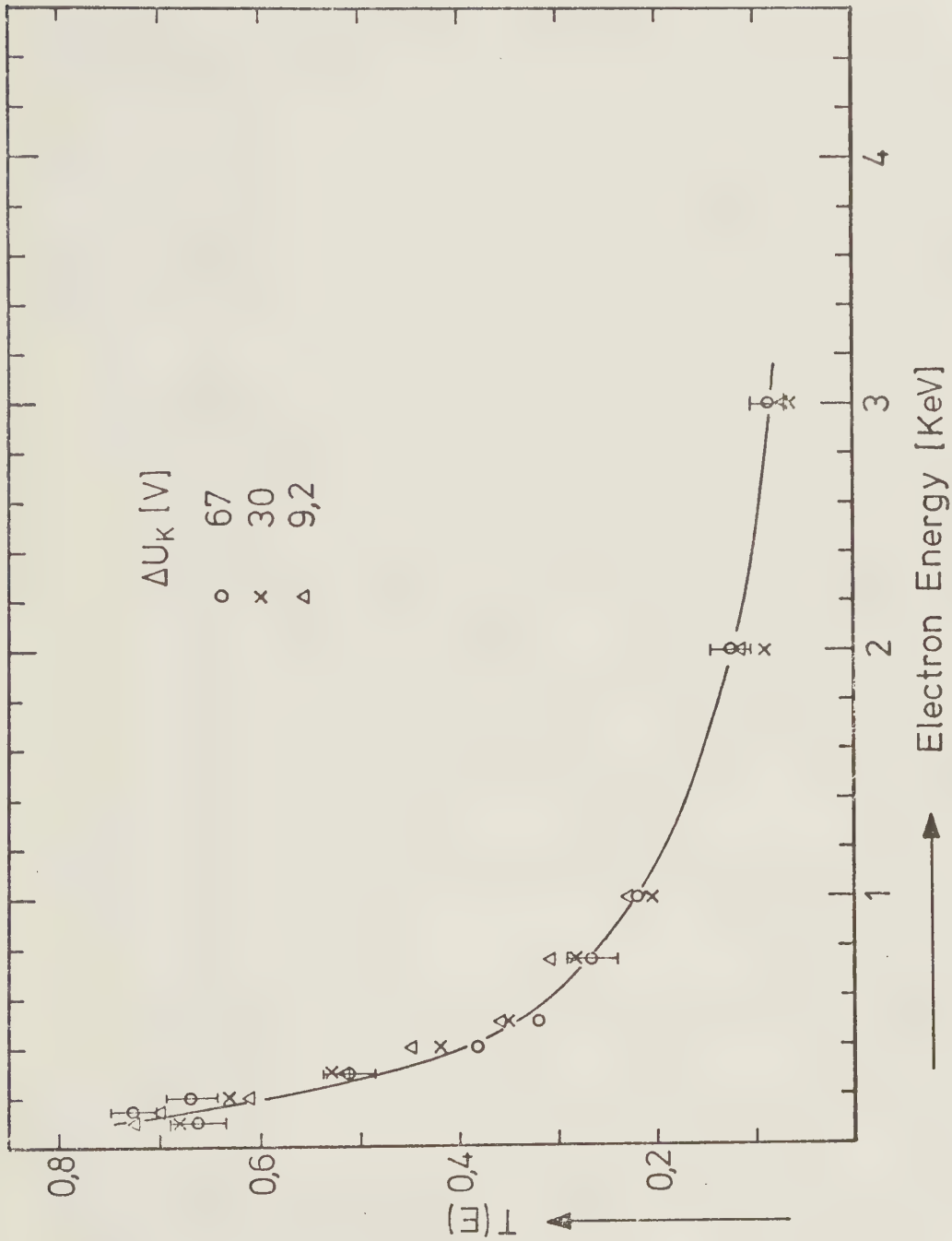


Abb. 3.9 Die Transmissionsfunktion $T(E)$ des Elektronenspektrometers bei verschiedenen Analysatorspannungen ΔU_K . Die eingezeichnete Kurve gibt den Verlauf der Meßpunkte wieder.

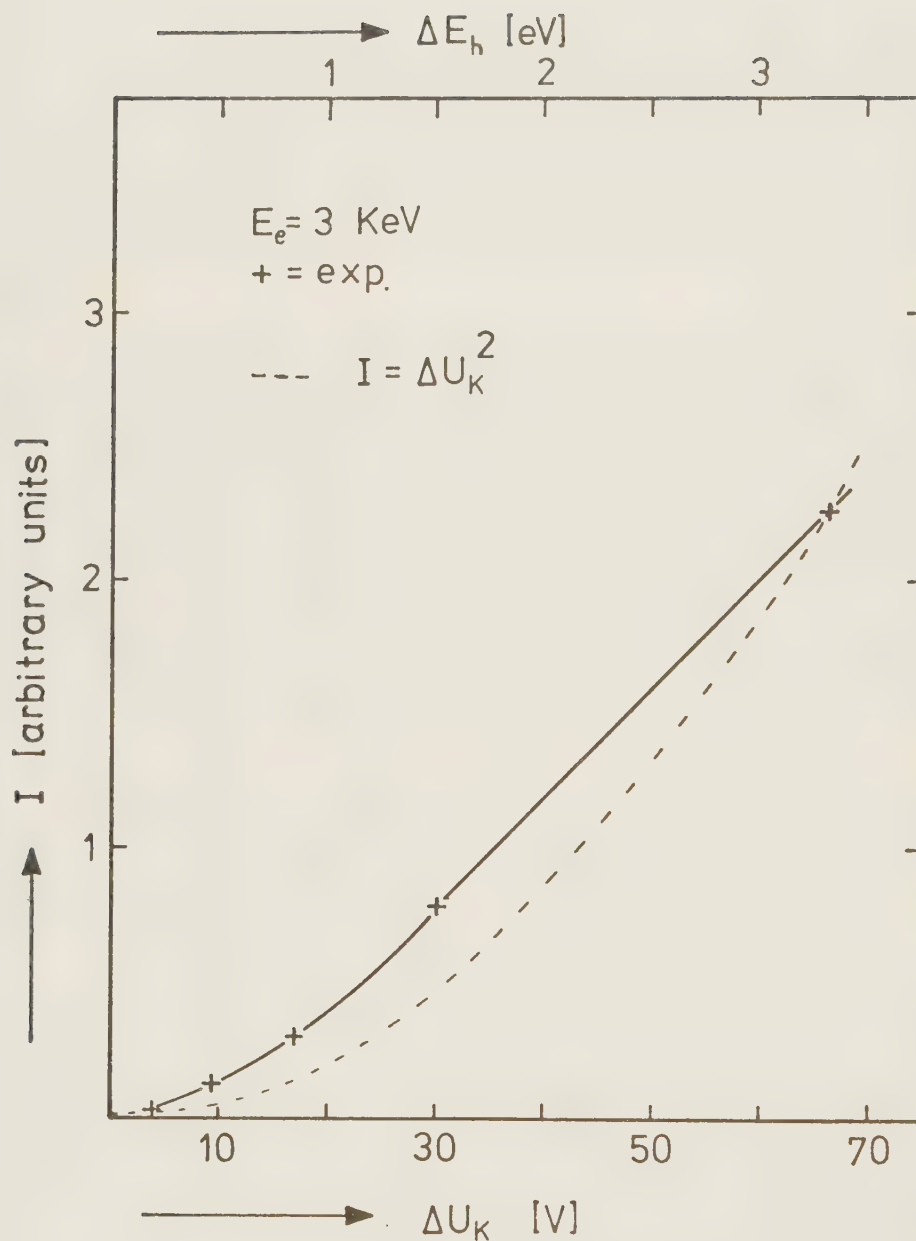


Abb. 3.10

Die gemessene Intensität I von elastisch gestreuten Elektronen ($E_e = 3 \text{ KeV}$) in Abhängigkeit der Energieauflösung ΔE_h bzw. der Analysatorspannung ΔU_k .

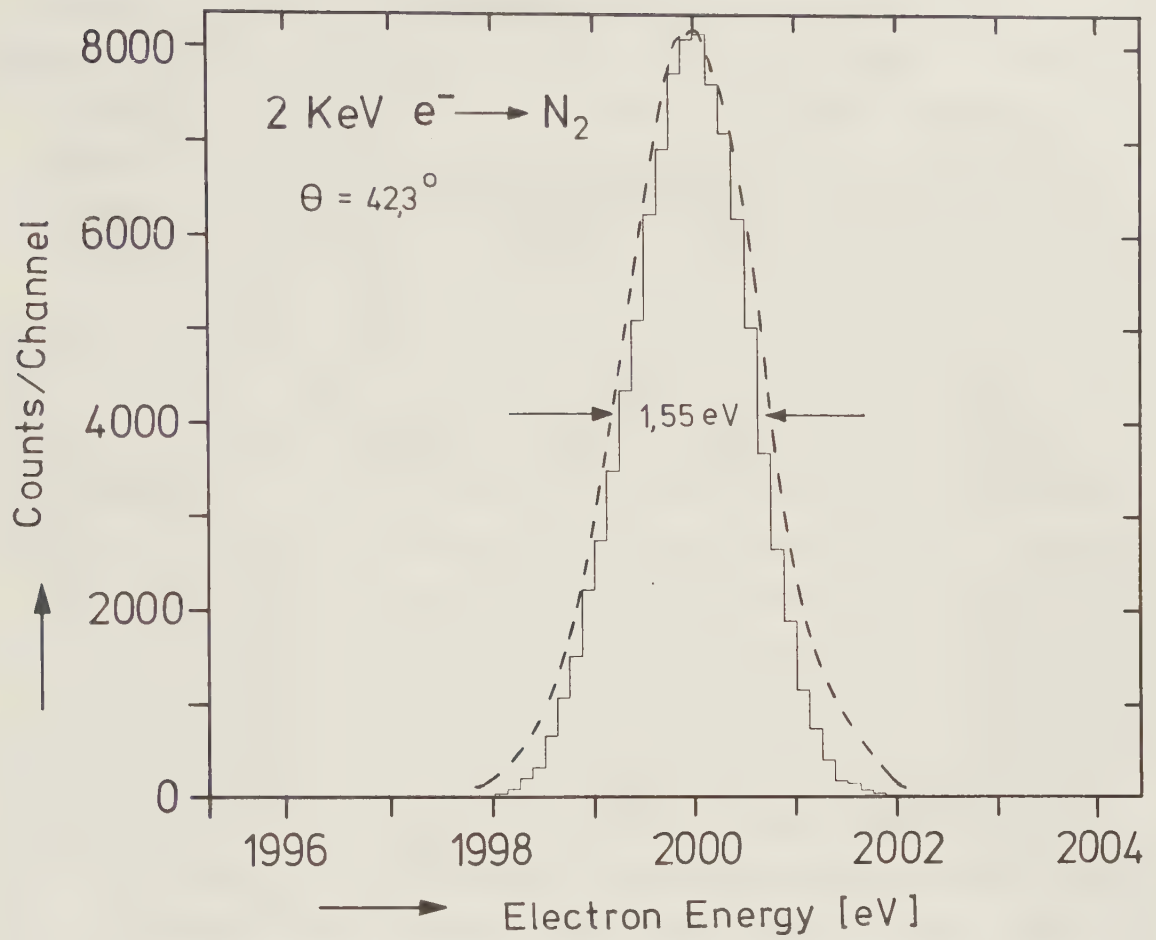


Abb. 3.11 Gemessenes Linienprofil (Treppenkurve) von elastisch gestreuten Elektronen ($E_e = 2 \text{ KeV}$) bei einer Energieauflösung $\Delta E_h = 1,5 \text{ eV}$. Gestrichelte Kurve: Gaußkurve.

f) Sekundärelektronenunterdrückung

In der Spektroskopie niederenergetischer Elektronen kleiner Intensitäten ist die Reduzierung von Untergrundeignissen im Elektronendetektor ein bekanntes Problem. Vagabundierende Elektronen können durch kleine Öffnungen in den Detektor gelangen, ohne den Analysator zu passieren. Weiterhin tragen Elektronen, deren Energie oberhalb des Energiefensters des Kugelanalysators liegt durch Streuung und Auslösen von Sekundärelektronen an den Wänden im Analysator zum Untergrund bei. Zur Reduzierung des Untergrunds wurden daher folgende Maßnahmen getroffen: Durch eine Bohrung über dem Eingangsspalt in der äußeren Halbkugel, die zur Vermeidung von Potentialstörungen im Analysatorraum mit einem Gitter (Transparenz 90 %) abgedeckt ist, können Elektronen mit $E_e \gg E_0$ den Analysator wieder verlassen. Das Channeltron ist in einem Aluminiumbecher eingeschlossen, der mit einer Teflonhülse abgedichtet am Ausgang des Analysators angebracht ist, so daß nur Elektronen aus dem Analysatorraum in das Channeltron gelangen. Mit einer am Aluminiumbecher angelegten Spannung $-U_g$ können aus dem Analysator austretende Untergrundelektronen, mit $E_e < E_0$ unterdrückt werden. Im Experiment zeigte sich, daß $-U_g$ einen großen Einfluß bei der Reduzierung des Untergrunds hat, wie es Abb. 3.12 an der elastischen Streuung von Elektronen ($E_e = 3 \text{ KeV}$) an N_2 bei verschiedenen U_g -Werten demonstriert. Das bei $U_g = 0$ oberhalb von $E_e = 3 \text{ KeV}$ beobachtete zweite Intensitätsmaximum, das durch Streuung der auf $E_e < E_0$ abgebremsten Elektronen im Halbkugelanalysator erklärt wird, nimmt mit $-U_g$ ab und verschwindet bei $U_g = -8 \text{ V}$. Ein geringer zeitabhängiger Untergrund hat seine Ursache in der Dunkelzählrate des Channeltrons. Diese wurde in Übereinstimmung mit den Angaben des Herstellers zu 0,2 Pulse/sec. gemessen.

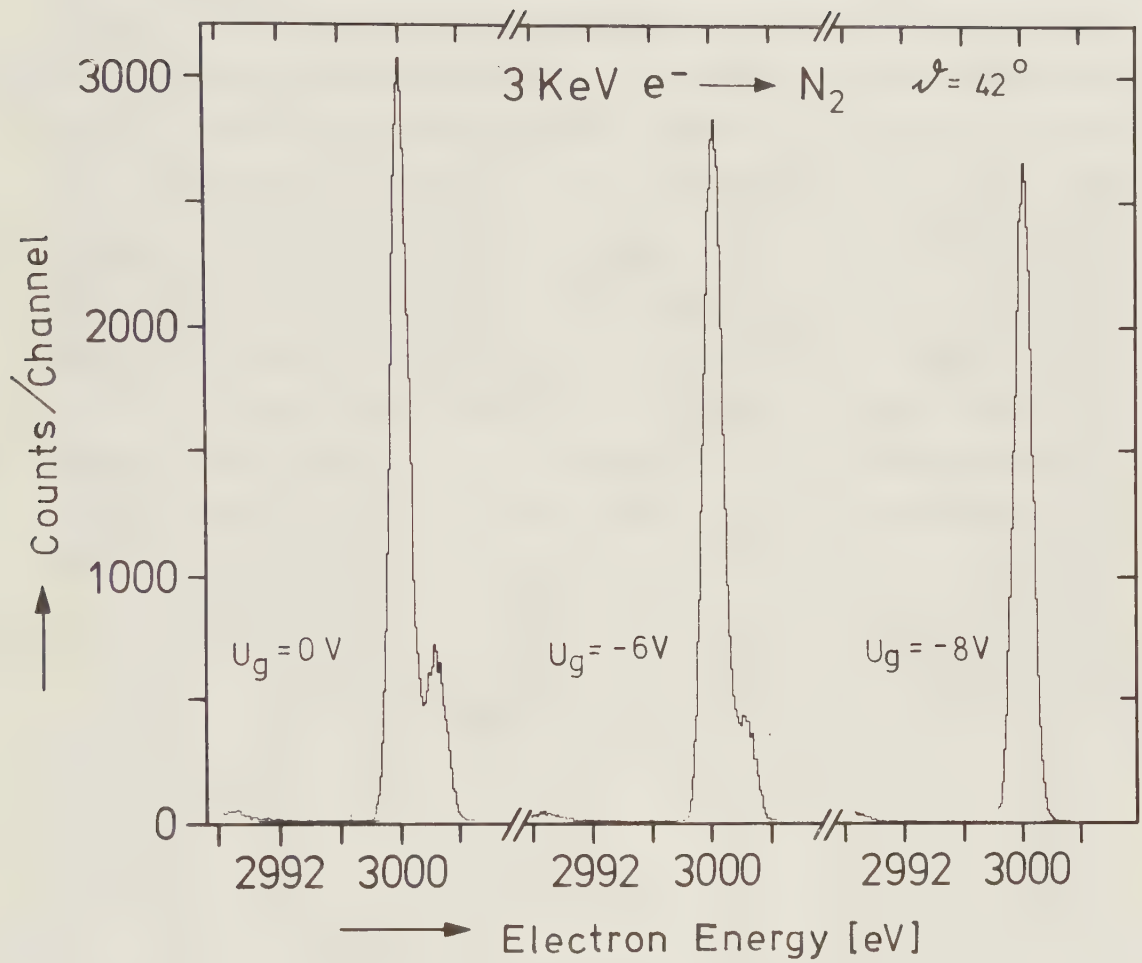


Abb. 3.12 Die Intensitätsverteilungen elastisch gestreuter Elektronen ($E_e = 3 \text{ KeV}$) bei einer Energieauflösung $\Delta E_h = 1,5 \text{ eV}$ und bei verschiedenen Spannungen U_g zur Unterdrückung von Sekundärelektronen.

3.5 Meßprinzip und Elektronik

In Abb.3.13 ist das Meßprinzip schematisch dargestellt. Der in den Faradaybecher einfallende Ionenstrom wird in einem Ladungsintegrator akkumuliert. Nach Erreichen einer vorgegebenen Ladungsmenge (z. B. 10^{-10} Coul) wird durch einen Impuls über ein Steuergerät die im Spektrometer anliegende Verzögerungsspannung U_z um einen bestimmten, wählbaren Spannungsbetrag ΔU_z erhöht und der Vielkanalanalysator im "Multiscaler"-Betrieb um einen Kanal weitergeschaltet. Dabei werden die Impulse aus dem Channeltron nach einem Verstärker und einem Einkanaldiskriminator in den jeweiligen Kanal des Multiscalers gezählt. Um eine konstante Nachweiswahrscheinlichkeit des Channeltrons zu gewährleisten, soll die Zählrate laut Angaben des Herstellers 10^4 Elektronen/s nicht überschreiten. Zur Überwachung der Zählrate dient ein Ratemeter. Da das Ratemeter kurzzeitige Zählrateschwankungen nicht anzeigt, der Ionenstrahl aber mit einem Tastverhältnis 1:10 gepulst ist, muß die gemessene Zählrate auf 10^3 s^{-1} begrenzt sein.

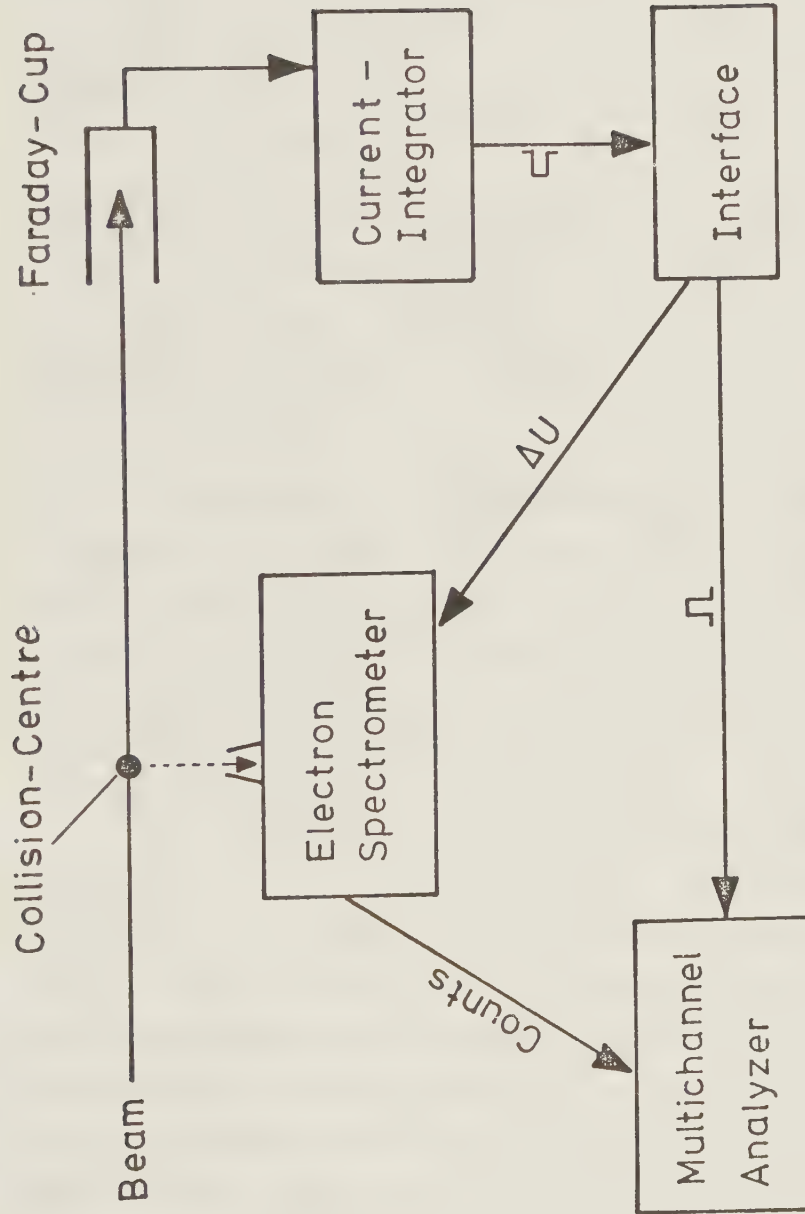


Abb. 3.13 Schema des Meßablaufs

4. Durchführung und Zusammenstellung der Messungen

Alle Messungen von Elektronen-Energie- und Winkelverteilungen beim Beschuß verschiedener Targets mit dem Schwerionenstrahl wurden bei einer Geschwindigkeit $v_p = (1,4 \text{ MeV/amu})^{1/2}$ durchgeführt. Die typischen Strahlströme I_p und die verwendeten Projektile waren dabei:
 $40 \text{ nA} \leq I_p \leq 500 \text{ nA}$ (Ar^{12+}), $10 \text{ nA} \leq I_p \leq 50 \text{ nA}$ (Kr^{25+}),
 $3 \text{ nA} \leq I_p \leq 30 \text{ nA}$ (Xe^{31+}) und $0,5 \text{ nA} \leq I_p \leq 15 \text{ nA}$ (U^{44+}).

a) Zunächst wurden kontinuierliche Elektronenenergieverteilungen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln beim Beschuß von Kohlenstoffolien ($9 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ und $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ Massenbelegung) und von CH_4 -Gas mit Xe - und Ar -Projektile aufgenommen (Abb.A1 bis Abb.A 3). Um auch bei Elektronenenergien $E_e \geq 3 \text{ KeV}$ eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers zu gewährleisten, wurden diese Messungen bei geringster Energieauflösung ($3, 4 \text{ eV}$ Halbwertbreite) und damit höchster Transmission, siehe Kap. 3.4, Abb.3.10, des Spektrometers durchgeführt. Die Messungen an verschiedenen Gastargets (z. B. CH_4) beschränkten sich auf einen Energiebereich $E_e \leq 2 \text{ KeV}$, da im Bereich $E_e > 2 \text{ KeV}$ der Elektronenuntergrund die zu messenden Elektronenintensitäten überstieg.

b) Die Augerübergänge der Gastargets Ne , Ar , Kr , He sowie CH_4 , CO , CO_2 , C_2H_2 , NH_3 , N_2 , O_2 wurden nach Anregung mit Ar -, Kr -, Xe - und U -Ionen bei verschiedenen Energieauflösungen $0,6 \text{ eV} \leq \Delta E_n \leq 2,5 \text{ eV}$ und Beobachtungswinkeln $60^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ aufgenommen. Die jeweils gewählte Energieauflösung war durch das Verhältnis der beobachteten Linienintensität zur Intensität der Untergrundereignisse bestimmt, wobei dieses Verhältnis von der Intensität des Ionenstrahls, dem Wirkungsquerschnitt der Anregung der

beobachteten Augerübergänge, der Transmission $T(E_e)$ des Spektrometers (siehe Kap.3.4.1) sowie vom Beobachtungswinkel abhängt. So wurden z. B. die Augerübergänge des Neons in Abb.C 4 bei $\Delta E_h = 1,5$ eV Auflösung und $\theta = 140^\circ$ gemessen, einerseits um eine möglichst hohe Auflösung einzelner Augerlinien zu erhalten und andererseits um noch eine ausreichende Intensität dieser Linien für eine spektroskopische Untersuchung sicherzustellen.

Die Augerspektren der molekularen Targetgase in Abb. D2 wurden bei $\theta = 140^\circ$, $\Delta E_h = 2,5$ eV und hoher Intensität nach Beschuß mit Ar^{12+} -Ionen aufgenommen, um einen Überblick über die wesentlichsten Merkmale der Augerspektren von Atomen in verschiedenen molekularen Systemen zu gewinnen. Zur Verdeutlichung von molekularen Einflüssen auf Linienbreiten und Linienformen schließen sich weitere Messungen bei hoher Auflösung ($\Delta E_h = 0,6$ eV, Abb.D 3, Abb.D 7, Abb. D 9) an.

Zum Vergleich von Schwerionenstoß-angeregten Augerspektren mit Augerspektren bei Elektronenstoßanregung wurden die Augerübergänge des Neons und der Moleküle CH_4 und N_2 nach Anregung mit einem Elektronenstrahl aus der Elektronenkanone (Kap. 3.3, Elektronenenergie 3 KeV und 2 KeV) bei einer Energieauflösung $\Delta E_h = 0,9$ eV gemessen, Abb.C 1, Abb.D 1.

Bei den Messungen mit den Gastargets lag der Restgasdruck P_k in der Streukammer in einem typischen Bereich 3×10^{-5} Torr $\leq P_k \leq 2 \times 10^{-4}$ Torr.

c) Das K-Augerspektrum von Argon (Abb.B 1) wurde nach Vielfachstoßanregung der Ar^{12+} -Projektilen (Kap. B) beim Durchdringen einer dünnen Kohlenstoffolie ($10 \mu g/cm^2$) unter einem Beobachtungswinkel $\theta = 42^\circ$ mit einem Zylinderspektrometer, beschrieben in /Die 72/, aufgenommen. Der Grund, weshalb dieses Instrument eingesetzt wurde, liegt in der höheren Empfindlichkeit zum Nachweis von Elektronen

höherer Energie (z. B. $E_e > 4 \text{ KeV}$) gegenüber dem Spektrometer in Kap. 3.4, bedingt durch eine ca. 50-fach größere Raumwinkelakzeptanz und einer mit der Elektronenenergie zunehmenden Transmission des Zylinderspektrometers. Die Energieauflösung betrug $\approx 0,4 \%$.

5. Analyse und Diskussion der Meßergebnisse

In den folgenden Kapiteln B bis E werden einige Augerübergänge diskutiert, die hier erstmals mit sehr schweren, hochionisierten und hochenergetischen Projektilen angeregt wurden. Nach ihren Stoß- und Anregungsmechanismen werden dabei folgende Fälle unterschieden:

- a) Anregung freier Targetatome, wie es bei der Verwendung von Edelgasen als Targetgas der Fall ist. Die Anregung erfolgt im Einzelstoß mit dem Projektil (Kap.C).
- b) Anregung gebundener Atome im Molekül durch Einzelstoß mit dem Projektil. (Target: molekulare Gase) (Kap.D).
- c) Anregung des Projektilions durch Vielfachstöße nach Durchdringen einer dünnen Targetfolie (Kap.B).

A Kontinuierliche Elektronenenergieverteilungen nach
Beschuß dünner Kohlenstoffolien und Methan mit
Schwerionen

Bei Beschuß von Targetatomen mit Ionen werden u.a. Elektronen mit einer kontinuierlichen Energieverteilung emittiert, auf dem diskrete Linien von Augerübergängen angeregter Target- oder Projektilatome ($Z_t, Z_p \geq 2$) überlagert sind /Fo 75/. Die kontinuierlichen Energieverteilungen werden hauptsächlich von folgenden Prozessen bestimmt:

- a) Direkte Ionisation der Targetatome beim Projektil-Targetatom-Stoß /Ki 75/.
- b) Elektronenverlust des Projektils beim Stoß mit dem Targetatom /Wil 73/, /Bu 73/.
- c) Augerübergänge höherer Ordnung /Me 73/. Dabei verteilt sich die beim Zerfall eines angeregten Zustandes frei werdende Energie auf zwei oder mehr Schalenelektronen kontinuierlich.
- d) Sekundäre Prozesse: Die durch den primären Stoßprozeß erzeugte Röntgenstrahlung löst durch Photoionisation Sekundärelektronen aus. Ebenso können Sekundärelektronen durch primäre Elektronen $E_e > 40$ eV /Sei 67/ ausgelöst werden.

Ausführliche Untersuchungen von kontinuierlichen Elektronenenergieverteilungen sind bisher nur von leichten Projektilen und Gastargets /Tob 74/, /Man 75/, /Sto 73/ und in einigen Fällen von Targetfolien /Fo 75/, /Pferd 76/ bekannt.

Da bei Messungen von Augerelektronen die Kenntnis vom Verlauf des kontinuierlichen Elektronenuntergrundes wichtig ist /Gro 75/, wurden unter verschiedenen Beobachtungswinkeln θ die kontinuierlichen Elektronenenergiever-

teilungen beim Beschuß von Targetfolien und Gasen mit Schwerionen gemessen. Der typische Verlauf solcher Energieverteilungen wird in den nächsten zwei Kapiteln am Beispiel eines dünnen Festkörpertargets und eines molekularen Gastargets diskutiert.

A 1 Energie- und Winkelverteilungen von Elektronen nach Beschuß dünner Targetfolien mit Schwerionen

Abb.A 1 zeigt einige kontinuierliche Elektronenenergieverteilungen nach Beschuß einer dünnen Kohlenstoffolie mit $\text{Xe } ^{31+}$ -Ionen (Energie = 1,4 MeV/Nukl.) bei verschiedenen Beobachtungswinkeln θ .

In qualitativer Übereinstimmung mit dem Binary-Encounter-Modell (BEA) /Bon 70/ nimmt die gemessene Elektronenintensität bei allen Spektren mit wachsender Elektronenenergie ab. Dabei werden im Elektronen-Intensitätsverlauf folgende Strukturen, die in Abb.A 1 mit T, P, C (K-LL) bezeichnet und mit Pfeilen markiert sind, beobachtet:

- a) Ein unter Vorwärtswinkeln ($\theta = 20^\circ$) ausgeprägtes, breites Intensitätsmaximum T bei einer Energie

$$E_{\text{max}} = 4 E_p m_e / m_p \cos^2 \theta , \quad (\text{A } 1)$$

die dem maximalen Energieübertrag des Projektils auf ein freies, ruhendes Targetelektron unter dem Beobachtungswinkel θ entspricht /Bon 70/,

- b) eine zu kleinem θ zunehmende Intensitätserhöhung P bei einer Energie

$$E_1 = E_p \cdot m_e / m_p \quad (\text{A } 2)$$

die der elastischen Streuung von Elektronen mit Projektilgeschwindigkeit in einen Winkel θ entspricht,

- c) eine schwache Struktur (CK-LL) bei 250 eV, die von K-LL-Augerelektronen der angeregten Targetatome hervorgerufen wird /Fo 75/.

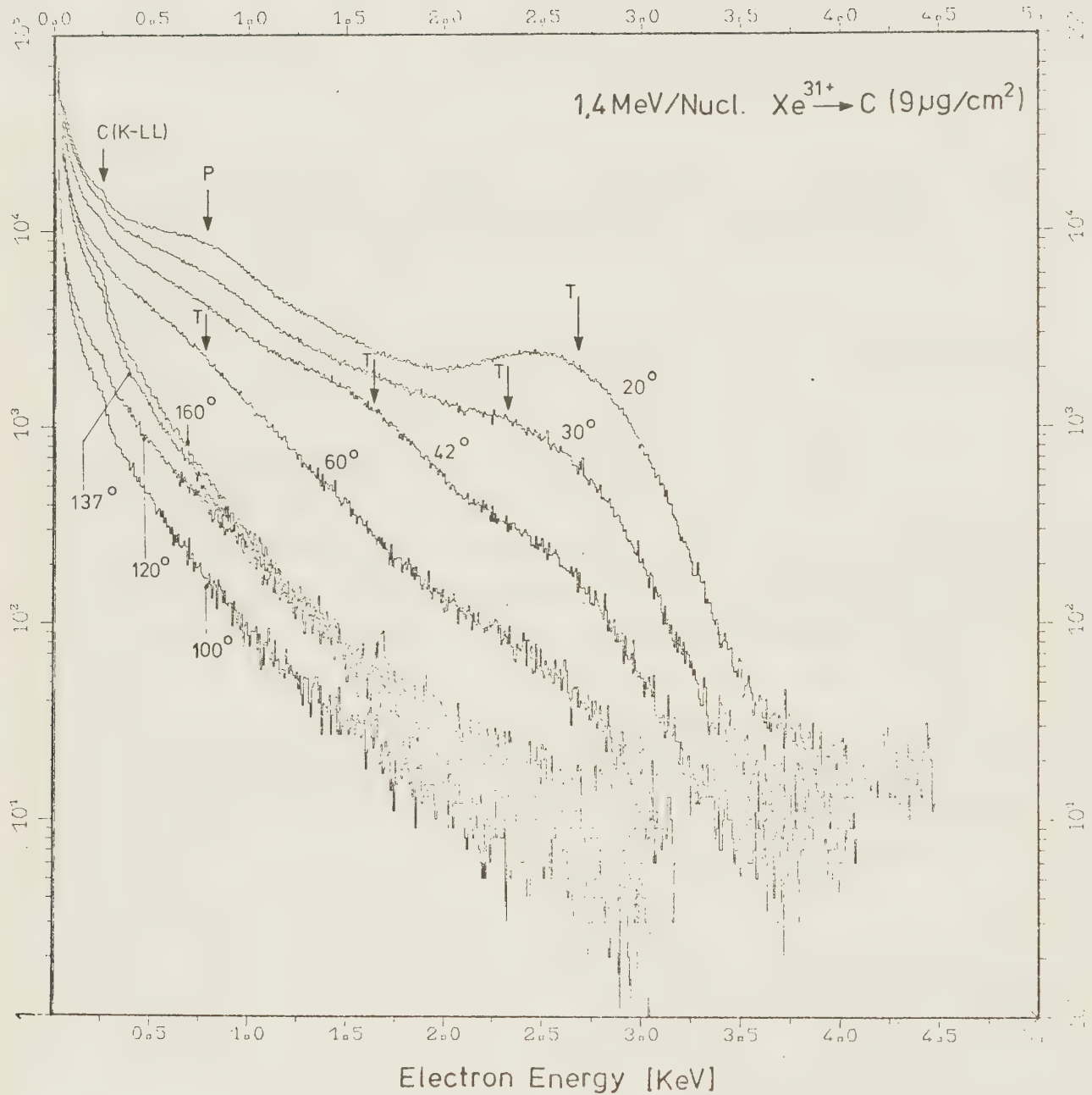


Abb. A 1 Elektronenspektren bei verschiedenen Beobachtungswinkeln nach Beschuß einer Kohlenstoffolie mit Xenon Ionen.
 C(K-LL)= K-LL Augerlinien von Kohlenstoff,
 P = Elektronenverlust-Linie des Projektils,
 T = maximaler Energieübertrag des Projektils auf freie Targetelektronen unter dem Beobachtungswinkel

Die Strukturen von a) und c) wurden bereits beim Beschuß von Kohlenstofffolien /Fo 75/ und von verschiedenen Gasen (H_2 , Xe) /Tob 72/, /Tob 74/ mit leichten Projektilen (H^+) gefunden und interpretiert.

Die Struktur von b) wurde beim Beschuß von Gastargets (Ar, O_2) mit O-Ionen 1973 in /Bu 73/ und in /Sto 74 c/ beschrieben und als "Electron Loss-Peak" interpretiert, wobei die an das Projektil schwach gebundenen äußeren Schalelektronen von den Targetatomen in den Beobachtungswinkel gestreut werden (siehe /Bu 73/). Die hier vorliegenden Messungen zeigen erstmals, daß ein solcher "Electron Loss-Peak" auch beim Beschuß von Festkörpertargets mit Schwerionen im kontinuierlichen Elektronenspektrum auftritt.

Im Gegensatz zu Messungen an Gastargets /Sto 71/ zeigt die Elektronenintensität als Funktion von θ im Bereich $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ bei Festkörpertargets ein Minimum, wie bereits in Abb.A 1 zu erkennen. Dieses Verhalten wird durch einen mit der Targetdicke zunehmenden Energieverlust und Absorption der aus dem Target austretenden Elektronen erklärt, wobei die effektive Targetdicke bei einem gegebenen Winkel α der Targetebene zur Strahlrichtung von θ abhängt, siehe /Fo 75/. Wie stark diese Absorption ist, zeigt ein Beispiel in Abb.A 2, in der die Elektronenintensität bei einer Elektronenenergie $E_e = 800$ eV als Funktion von θ im Bereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ und bei zwei Targetwinkeln $\alpha = 90^\circ$ und $\alpha = 135^\circ$ aufgetragen ist. Die Elektronenintensität ist minimal bei $80^\circ < \theta \leq 100^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ und steigt mit zunehmendem θ wieder stark an. Bei einer Targetposition $\alpha = 135^\circ$ ist die Elektronenintensität höher als bei $\alpha = 90^\circ$ und hat bei $\theta = 135^\circ$ ein Maximum, gerade dort, wo die Elektronen in Richtung der Targetnormalen austreten und die effektive Targetdicke am kleinsten ist.

Wie diese Messungen zeigen, sind die kontinuierlichen Energieverteilungen von dünnen Festkörpertargets nach Beschuß mit Schwerionen im untersuchten Elektronen-

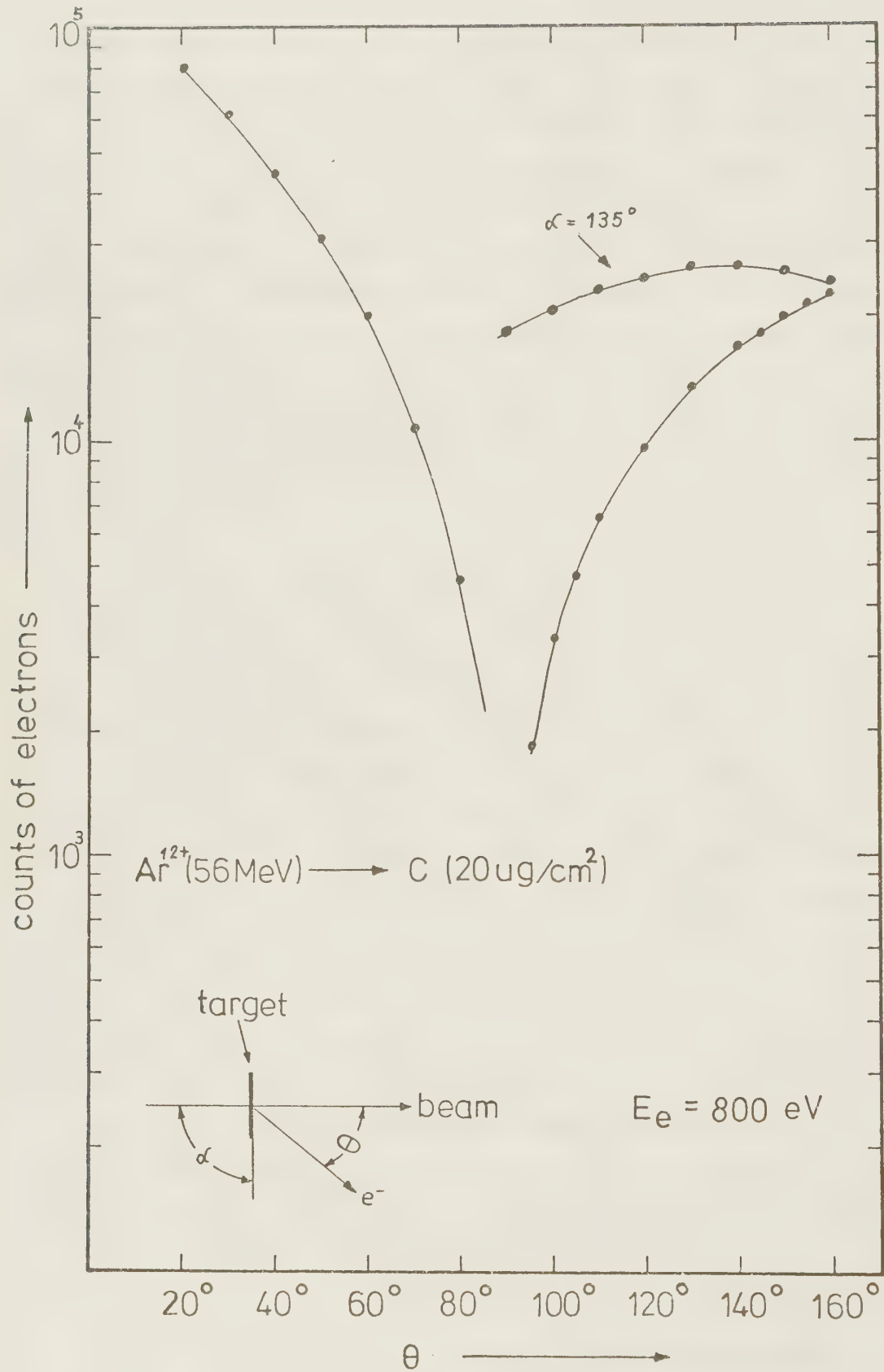


Abb. A 2 Elektronenintensität in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ beim Beschuß einer Kohlenstofffolie mit Ar^{12+} -Ionen und bei einer Elektronenenergie $E_e = 800 \text{ eV}$

energiebereich $E_e \leq 4$ KeV stark von Festkörpereinflüssen geprägt. Daher sind Elektronenspektren von Festkörpertargets nicht gut geeignet, um doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte (differentiell in E_e und in θ) zur Ionisation von Targetatomen /Tob 72/ zu erhalten und die Gültigkeiten verschiedener Theorien /Bon 70/, /Ki 75/ zur Beschreibung dieser Ionisation zu untersuchen.

A 2 Elektronenenergieverteilungen nach Beschuß von
CH₄ mit Ar¹²⁺-Ionen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln

Um die Abhängigkeit des kontinuierlichen Elektronenuntergrundes bei Messungen von Target-Augererelektronen vom Beobachtungswinkel zu demonstrieren, wurden kontinuierliche Elektronenspektren von CH₄ nach Beschuß mit Ar¹²⁺-Ionen (1,4 MeV/amu) unter verschiedenen Beobachtungswinkeln θ gemessen (Abb.A 3).

Im Gegensatz zu den Messungen an Festkörpertargets im vorigen Kapitel fällt hier die Elektronenintensität mit zunehmender Elektronenenergie im Bereich $0 \text{ eV} < E_e \leq 2 \text{ KeV}$ stärker und mit wachsendem θ ($\theta \geq 90^\circ$) stetig ab. Daher treten die Strukturen bei 230 eV, die K-LL Augerübergängen des Kohlenstoffs entsprechen (siehe Kap. D 2), bei großen θ -Werten ($\theta > 90^\circ$) deutlich hervor.

Die höchste Intensität des Elektronenkontinuums im Bereich $100 \text{ eV} \leq E_e \leq 800 \text{ eV}$ zeigt das Spektrum bei $\theta = 60^\circ$. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit Messungen der Energie- und Winkelverteilung von Elektronen beim Beschuß von He-Gas mit Protonen ($E_p = 1 \text{ MeV}$) /Man 75/ und mit dem BEA-Modell /Bon 70/ und der Bethe-Theorie /Ki 75/.

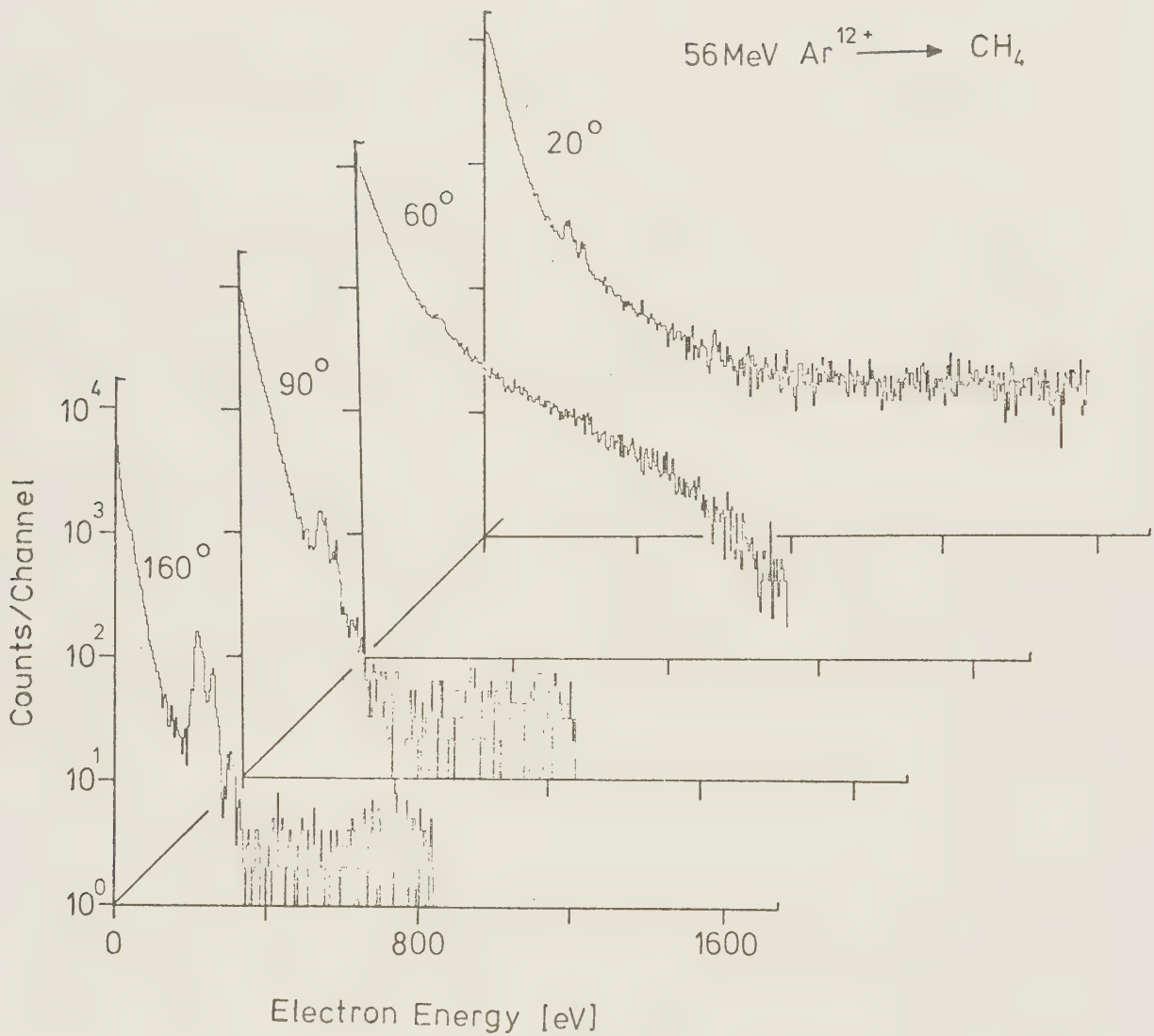


Abb. A 3 Kontinuierliche Elektronenenergieverteilungen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln θ nach Beschuss von CH_4 mit Ar^{12+} -Ionen (56 MeV)

B Argon K-Augerübergänge nach Beam-Foil-Anregung

In den letzten Jahren hat sich die Beam-Foil-Technik als eine neue Methode zur Anregung von exotischen Elektronenkonfigurationen in hochionisierten Projektilen und zum Studium von Augerübergängen hochangeregter Atome eingebürgert /Gro 75/, /Bu 74 c/, /Schn 76/. Dabei werden die von den Projektilen emittierten Augerelektronen in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ energieversehtoben (siehe Gl.(2.1)) und infolge des Energie- und Winkelstraggelings /Ef 75/, /Spa 75/ kinematisch verbreitert gemessen /Gro 75/, /Rød 77/. Eine ausführliche Diskussion dieser kinematischen Linienverbreiterung findet man in /Bru 76/.

Die Frage, inwieweit eine Beam-Foil-Spektroskopie von K-Augerelektronen auch mit Schwerionen möglich ist, soll hier am Beispiel Argon diskutiert werden.

In Abb.B 1 ist ein Argon K-Augerspektrum abgebildet, das aus "Intensitätsgründen" mit einem Zylinderspektrometer /Die 72/ unter $\theta = 42^\circ$ nach dem Durchgang von Ar^{12+} Projektilen (1,4 MeV/amu) durch eine dünne Kohlenstoffolie ($10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) aufgenommen wurde. Die beobachteten Augergruppen lassen sich wie bei Neon /Gro 75/ K-LL und K-LM Übergängen zuordnen. Während im Neon-Spektrum in Abb.C 3 bei $E_p \approx 0,5 \text{ MeV/Nukl.}$ und im Bereich $650 \text{ eV} \leq E_a \leq 850 \text{ eV}$ verschiedene Linien noch aufgelöst sind, werden im Argon-Spektrum in Abb.B 1 keine aufgelösten Linien beobachtet.

Abb. B 2 zeigt die nach Gl.(2.1) berechnete kinematische Energieverbreiterung ΔE_k in Abhängigkeit von der Augerelektronenenergie E_a bei $\theta = 42^\circ$, $E_p = 0,5 \text{ MeV/Nukleon}$ und $E_p = 1,4 \text{ MeV/Nukleon}$ und

- a) eine Breite des Beobachtungswinkels $\Delta\theta = \pm 0,1^\circ$
- b) eine Breite der Projektilenergie $\Delta E_p = \pm 0,5 \%$.

Mit E_a und E_p nimmt ΔE_k sehr stark zu, wobei der größere Beitrag für ΔE_k (bei $\theta = 42^\circ$) von $\Delta\theta$ herrührt. Der Wert

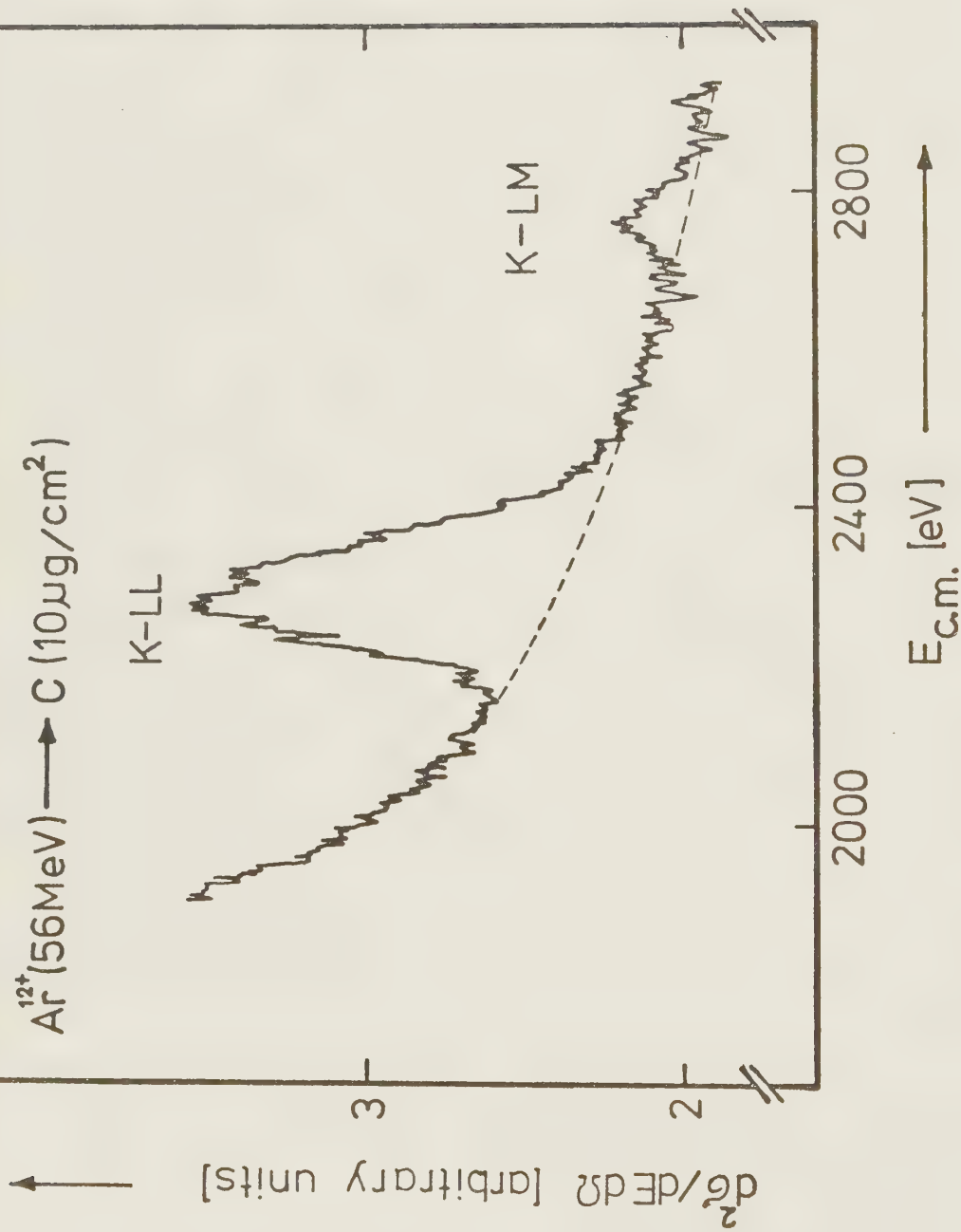
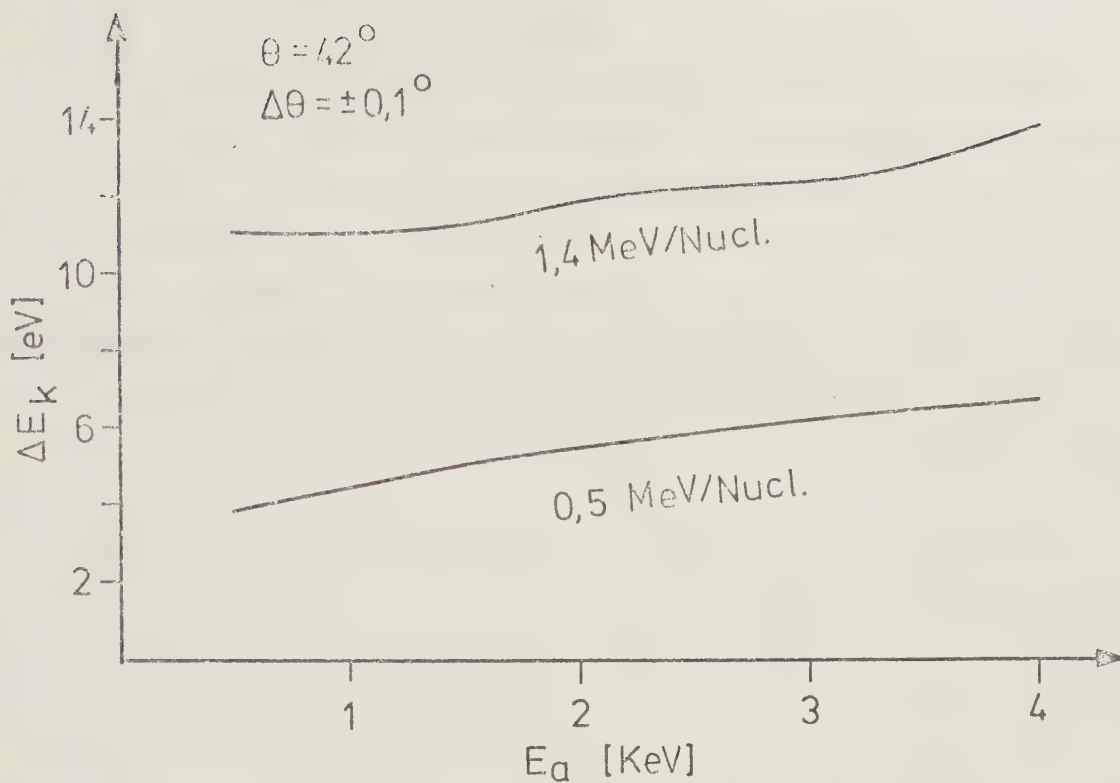


Abb. B 1 Das Argon-K-Augerspektrum nach Anregung durch eine Kohlenstoffolie. Beobachtungswinkel: 42° . Die Energieskala ist um die kinematische Energieverschiebung korrigiert.

a)



b)

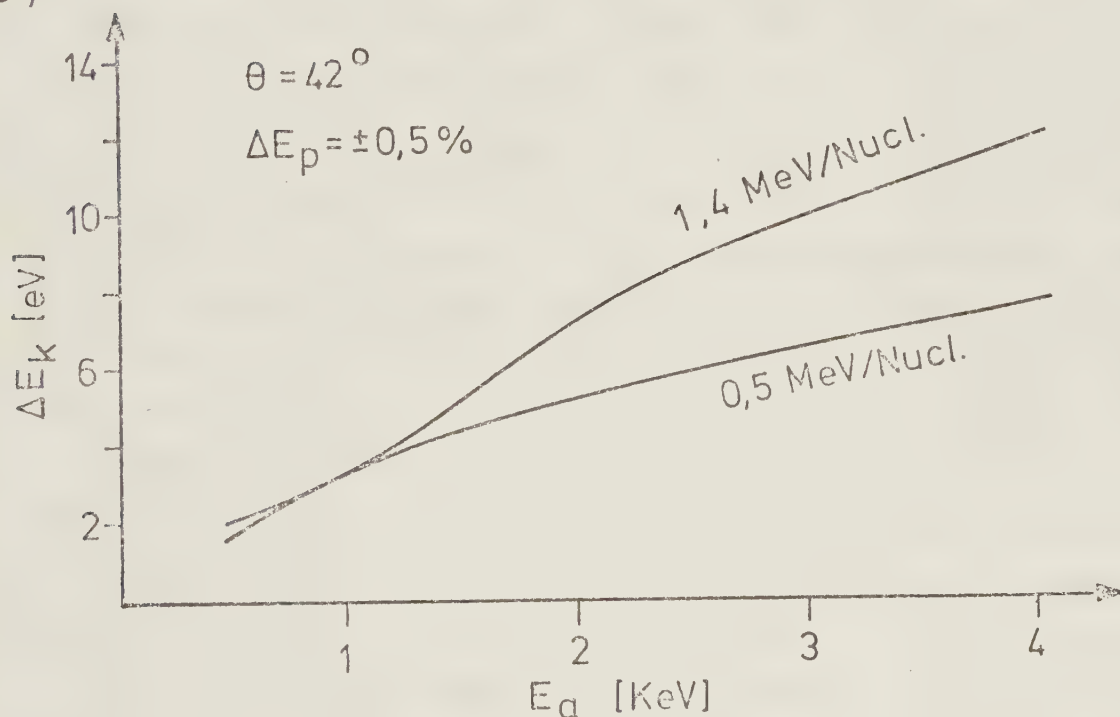


Abb. B 2 Berechnete Energieverbreiterung ΔE_K in Abhängigkeit von der Augerelektronenenergie E_a bei $\theta = 42^\circ$, Projektilenergie $E_p = 1,4$ MeV/Nukl. bzw. $0,5$ MeV/Nukl. a) bei einem Winkelstraggeling ($\Delta\theta = \pm 0,1^\circ$) b) bei einem Energiestraggeling ($\Delta E_p = \pm 0,5\%$)

ΔE_k hängt außerdem drastisch von θ ab, was in Tab.B1 bei a) $\Delta\theta = \pm 0,1^\circ$ und b) $\Delta E_p = \pm 0,5\%$ angeführt ist. Die Energieauflösung $\Delta E_k/E_e$ hat bei $\theta = 0^\circ$ ($\Delta\theta = \pm 0,1^\circ$) einen minimalen und bei $\theta = 180^\circ$ ($\Delta E_p = \pm 0,5\%$) einen maximalen Wert. Obwohl ΔE_k bei Argon ($E_p = 1,4$ MeV/Nukl., $E_a = 2300$ eV) und $\theta = 42^\circ$ etwa dreimal größer ist als bei Neon ($E_p = 0,5$ MeV/Nukl., $E_a = 656$ eV) gilt $\Delta E_k/E_e$ (Argon) $<$ $\Delta E_k/E_e$ (Neon), (Tab.B1). Damit sollte auch wegen des geringeren Straggelings bei höherer Projektilenergie /Spa 75/ die Auflösbarkeit der Augerübergänge bei Argon besser als beim Neon (Abb. C 3) sein.

Weshalb dies in Abb.B 1 nicht beobachtet wird, kann folgende Gründe haben:

1. Die Energieunschärfe ΔE_p des Ar^{12+} -Ionenstrahls, die nicht gemessen wurde, war größer als 0,5 %.
2. Die Anzahl der K-LL und K-LM Satellitenlinien in den beobachteten Strukturen ist bei Argon so groß, daß die kinematisch verbreiterten Linien überlappen. Hierbei kann aus der bekannten mittleren Ionenladung $\bar{q}_p = 11^+$ /GSI 75/ des Projektils nach der Anregung durch die Targetfolie nicht auf eine mittlere Elektronenanzahl bei einer Ar-K-Schalenionisation geschlossen werden, da die Abhängigkeit der Ionisationswahrscheinlichkeit äußerer Schalenelektronen vom Stoßparameter bei diesem Stoßsystem bisher nicht bekannt ist. Es ist möglich, daß im Vergleich zu Neon - bei gleicher Anregungsart - im Argon eine größere mittlere Zahl angeregter Elektronen (z. B. "Zuschauerelektronen" /Schu 76*) verbleibt, so daß die Zahl der Satellitenlinien sehr viel größer ist als bei Neon. Daher können einzelne Linien im Argon-K-Augerspektrum nicht aufgelöst werden; obwohl $\Delta E_k / E_e$ (Ar) $<$ $\Delta E_k / E_e$ (Ne) gilt. Erst bei großen Projektilgeschwindigkeiten ($\gg 1,4$ MeV/amu)^{1/2} (wie sie bei diesen Untersuchungen nicht vorlagen) ist die Anregung von Drei-Elektronenzuständen dominierend /Bet 72/ und eine Auflösung einzelner Augerübergänge zu erwarten.

Tab. B 1 Elektronenenergien E_e und Energieauflösung $\Delta E_k/E_e$ in Abhängigkeit vom Beobachtungswinkel θ

E_p [MeV/Nukl.]	E_e [eV]	θ	$\Delta E_k/E_e$ [%]	E_a [eV]	ΔE_k [eV]
1,4	5111	0	0,0003	2300	0,01
1,4	4190	42	0,29	2300	12,2
0,5	1250	42	0,34	656	4,2
1,4	1538	90	0,98	2300	15,2
1,4	589	135	0,23	2300	1,8
1,4	414	180	0,07	2300	0,005
1,4	5711	0	0,36	2300	20,8
1,4	4200	42	0,20	2300	8,3
0,5	1250	42	0,20	656	2,5
1,4	1535	90	0,49	2300	7,5
1,4	590	135	1,16	2300	6,8
1,4	414	180	1,35	2300	5,6

a) $\Delta\theta = \pm 0,1^\circ$

b) $\Delta E_p = \pm 0,5\%$

C Augerübergänge von Edelgasen

Die in Edelgasen induzierten Augerübergänge geben - ganz allgemein - Aufschlüsse über die Wechselwirkung mit der anregenden Strahlung und über den Zerfallsprozeß der angeregten Zustände eines freien Atoms.

Zum Studium des Augerzerfalls innerer Schalen ist Neon ein besonders häufig verwendetes Atom, da es eine abgeschlossene äußere Schale (L) hat und daher wegen des resultierenden Gesamtspins $S = 0$ der äußeren Schalenelektronen die Berechnungen der Energien und der Übergangswahrscheinlichkeiten einzelner Elektronenkonfigurationen in den Grundzustand einfach sind /Kö 66/. Dies gilt bei der Anregung von Normalübergängen - oft auch als Diagrammübergänge bezeichnet -, die aus dem Zerfall eines K-Schalenloches ohne zusätzliche Anregung der äußeren Elektronenhülle hervorgehen. Zudem hat Neon, wie überhaupt alle Edelgase, die angenehme Eigenschaft, daß es als monoatomares Targetgas bei Verwendung einfachster Düsen (Kap. 3.2) im Experiment eingesetzt werden kann.

C 1 Abhängigkeit der Augerübergänge in Ne vom Projektil

Leichte Projektile wie e^- , H^+ und Röntgenstrahlung erzeugen beim Beschuß auf Ne neben der einfachen K-Schalenionisation nur in geringem Maße eine zusätzliche Ionisation oder Anregung in der äußeren Schale /Fah66/, /Kr 68/. Daher zeigt das beobachtete Augerspektrum (Abb.C 1) überwiegend Diagrammübergänge /Ca 70/, und mit schwacher Intensität einige Satellitenlinien. Mit zunehmender Ladung des Projektils erhöht sich die Anzahl der L-Schalen-Löcher, womit die Satellitenanzahl zunimmt (Abb.C 2). Mit 30 MeV - O^{5+} -Projektile erzeugt man in Ne eine mittlere Löcherzahl $\bar{q}_L = 3$ in der L-Schale /Sto 76/, wobei eine so große Anzahl von Satellitenlinien im Energiebereich 700 eV bis 800 eV auftritt, daß einzelne Augerübergänge trotz ausreichend guter Spektrometerauflösung kaum aufgelöst werden

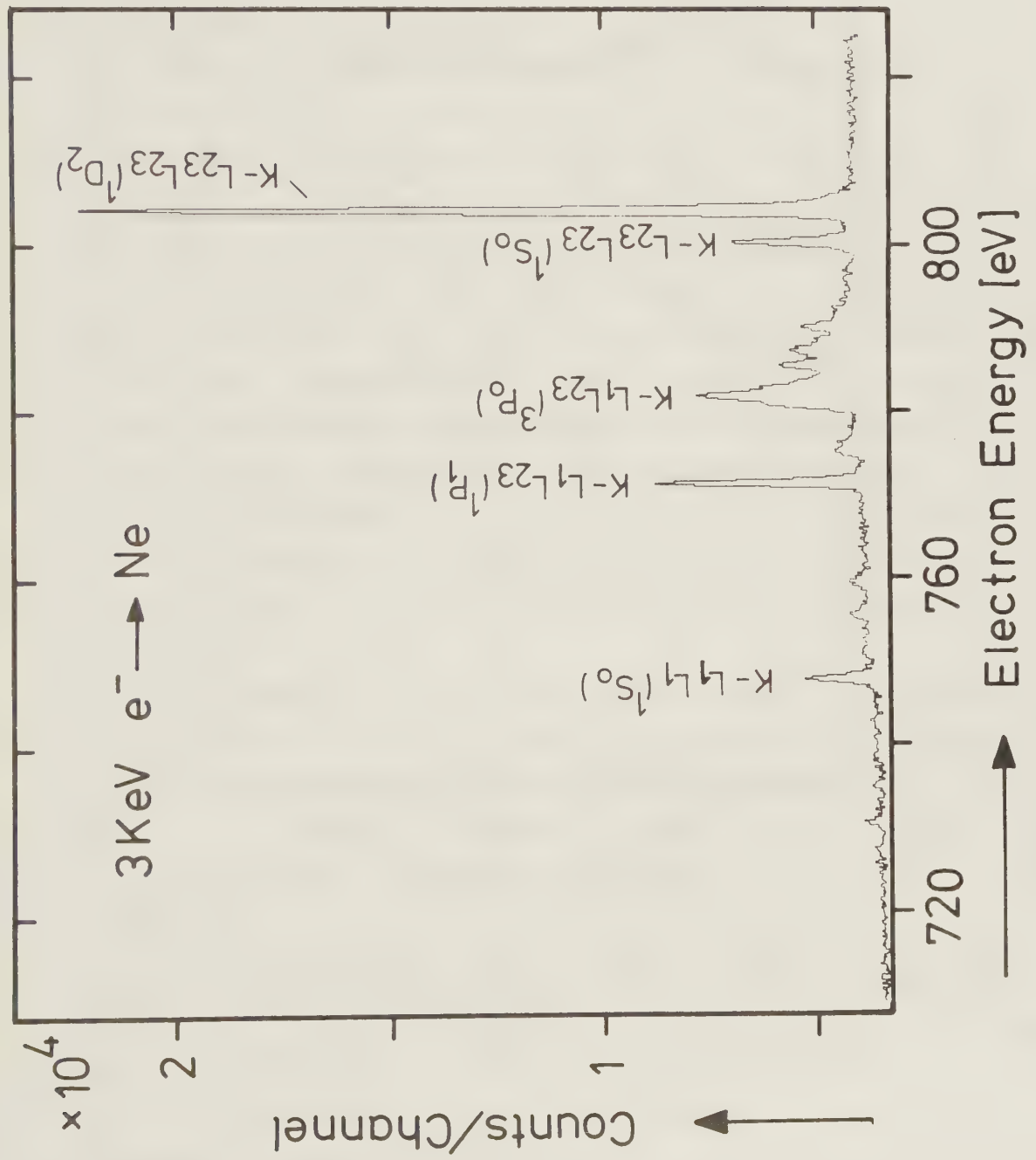


Abb. C 1 Auger-Normalübergänge des Neons nach Anregung durch Elektronenstoß.
Energieauflösung $\Delta E_h = 0,8$ eV.

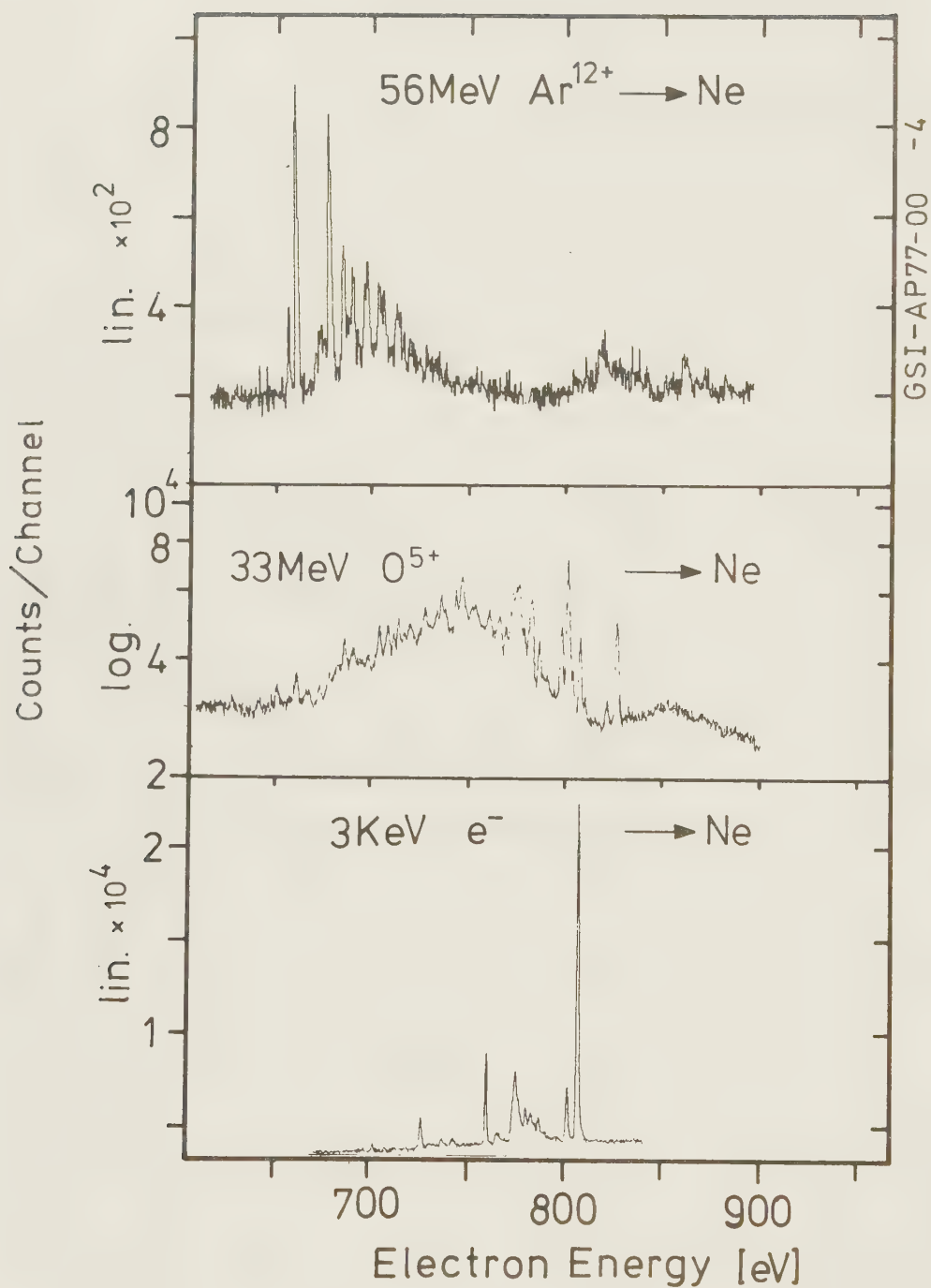


Abb. C 2 Augerübergänge des Neon nach Anregung mit verschiedenen Projektilen. Das mittlere Bild ist aus Ref. /Mat 74/ entnommen.

/Mat 74a/. Beim Beschuß mit Ar^{13+} Ionen ($E_p = 1,4 \text{ MeV/amu}$) ist $\bar{q}_t$ bereits 5,8, so daß die Linienanzahl geringer ist als im O^{5+} -induzierten Spektrum und immer mehr Wenig-Elektronen-Systeme besetzt werden. Man beobachtet deshalb Vier-Elektronenzustände (also Be-ähnliche) und Drei-Elektronenzustände (Li-ähnlich), die größtenteils aufgelöst sind. Da mit zunehmendem $\bar{q}_t$ die Energie der Augerelektronen abnimmt /Mat 74a/, /La 71/, verschiebt sich der Schwerpunkt der Satellitenberge mit wachsender Projektilladung q_p systematisch zur niederen Elektronenenergie.

Ein ganz ähnliches Ne-Augerspektrum wie das hier bei Ar^{13+} -Beschuß gemessene wurde mit Beamfoiltechnik (BFS) angeregt und beobachtet /Ma 74/, /Gro 75 /, (Abb.C 3), obwohl dort das Ne-Atom durch Vielfachstöße beim Durchfliegen einer dünnen Targetfolie einem völlig anderen Anregungsmechanismus ausgesetzt ist. Die Auflösbarkeit einzelner Augerlinien wird in der BFS durch eine kinematische Linienverbreiterung begrenzt (Kap. B), während die bei relativ hohen Energien ($E_p = 1,4 \text{ MeV/amu}$) durch Schwerionenbeschuß angeregten Übergänge nur eine geringe kinematische Verbreiterung zeigen und daher einzelne Linien gut aufgelöst werden können.

Mit wachsender Projektilordnungszahl Z_p und Ladung q_p steigt die Ionisation und Anregung beim Einzelstoß im Ne noch an, bis schließlich bei den Projektilen Kr^{25+} , Xe^{31+} , U^{44+} eine "Sättigung" in den erzeugten Spektren beobachtet wird (Abb.C 4). Unter "Sättigung" soll hier verstanden werden, daß die angeregten Linien in ihrer Anzahl, Energie und Intensität in den beobachteten Spektren keine signifikanten Änderungen bei Anregung mit verschiedenen Projektilen aufzeigen. Zur Verdeutlichung dieser "Sättigung" sind in Tab.C1 die Intensitätsverhältnisse der Linien 1 bis 6 zur Gesamtintensität der Spektren bei verschiedenen Projektilen angegeben. Die Übergänge in diesen Spektren können fast ausschließlich Drei- Elektronenkonfigurationen

Tab. C 1 Intensitätsverhältnisse der Augerlinien von
Abb. C 4 in Abhängigkeit vom Projektil.

I = Gesamtintensität des Spektrums, a = Summe der
Intensitäten der Linien 1, 2 und 3, b = Summe der
Intensitäten der Linien 4, 5 und 6

Projektil	a/I	b/I	(a + b)/I
Ar ¹²⁺	0,33	0,07	0,38 ± 0,05
Kr ²⁵⁺	0,48	0,25	0,68 ± 0,05
Xe ³¹⁺	0,36	0,32	0,68 ± 0,05
U ⁴⁴⁺	0,40	0,33	0,67 ± 0,1

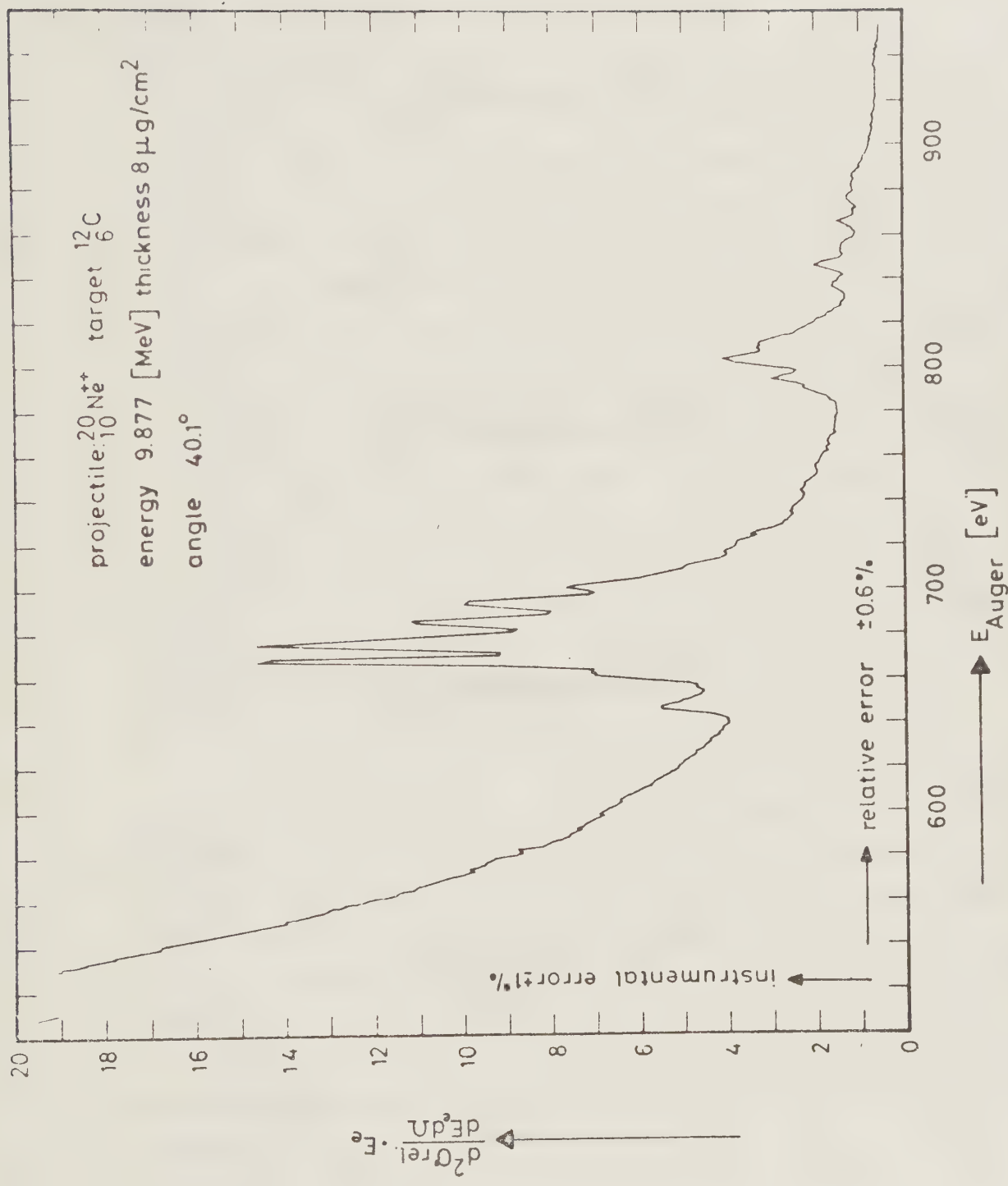


Abb. C 3 Augerspektrum von Ne (10 MeV), emittiert nach Durchgang durch eine Kohlenstofffolie ($8 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) (Energieauflösung 0,5 %), /Gro 75/.

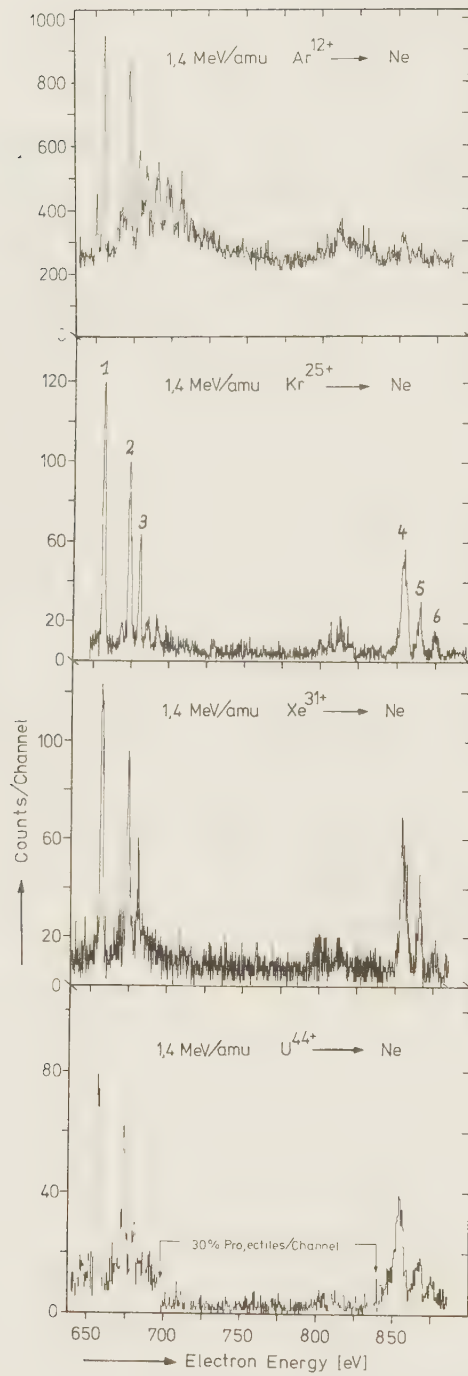


Abb. C 4 Neon K-Augerübergänge nach Anregung mit verschiedenen hochgeladenen Schwerionen.

zugeordnet werden. Berechnungen der Energien dieser Konfigurationen mit einem relativistischen Multikonfigurations-Dirac-Fock-Programm (MDF) /De 75/ sind in Tab.C2 aufgelistet und wurden aus /Fo 76/ und /Schu 77/ entnommen. Danach können die drei prominenten Linien, 1, 2, 3 in Abb.C 4 bei $650 \text{ eV} < E_e < 690 \text{ eV}$ den Anfangszuständen $(1s2s2p)^4P$, $(1s2s2p)^2P$, $(1s2p^2)^2D$ und die Strukturen 4, 5, 6 bei $850 \text{ eV} < E_e < 880 \text{ eV}$ den Anfangskonfigurationen $(1s2p4a)$ ($a = p, d, f$), $(1s2s5p)$, $(1s2p5p)$ zugeschrieben werden. Eine genaue Zuordnung der Übergänge in den Strukturen 4, 5, 6 zu berechneten Übergängen ist hier noch nicht möglich, da mehrere energetisch dicht benachbarte Übergänge innerhalb einer Struktur liegen und die gemessenen Linien wegen der kinematischen Verbreiterung durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß (Kap.2.1.1) bei dem hier vorliegenden Beobachtungswinkel $\theta = 120^\circ$ nicht aufgelöst werden. Bei Messungen unter $180^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ und $\Delta E_h \leq 0,6 \text{ eV}$, die aus instrumentellen Gründen (Kap.3.4) und aus Gründen der Meßzeit nicht durchgeführt wurden, ist eine Auflösung einzelner Übergänge zu erwarten. Lithiumähnliche K-L M-Übergänge sind in den Spektren Abb. C4 bei $800 \text{ eV} < E_e < 825 \text{ eV}$ mit nur geringer Intensität sichtbar.

In den durch Kr^{25+} -, Xe^{31+} -, U^{44+} -Beschuß auf Neon erzeugten Spektren wird gegenüber bei Ar^{12+} -Beschuß nicht nur eine starke Abnahme der Be-ähnlichen Übergänge bei $680 \text{ eV} < E_e < 725 \text{ eV}$ beobachtet, sondern auch eine drastische Abnahme der Linienintensität des $(1s2s^2)^2S_{1/2} \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergangs bei 652 eV festgestellt. Dieser Übergang ist in den Spektren nicht sichtbar, da seine Intensität innerhalb des statistischen Fehlers liegt. Offenbar ist die Anregung des $(1s2s^2)$ -Zustandes in Ne bei Schwerionenbeschuß ($q_p \geq 25$) gegenüber P-Zuständen $(1s2s2p)$ stark unterdrückt. Zur Erklärung können folgende Gründe angegeben werden:

1. s-Elektronen werden im Coulombfeld des hochgeladenen Schwerions stark gestört und zu p-Zuständen angeregt. Da-

Tab.C2 Li- und He-ähnliche Augerübergänge des Neons

Übergang	Energie [eV]		Referenz	Linie in Abb. C4
	Experiment	MDF		
$(1s2s^2)^2S \rightarrow (1s^2)^1S_0$	$652,2 \pm 0,3$	652,7	/Schu 77/	0
$(1s2s2p)^4P \rightarrow "$	$656,0 \pm 0,3$	656,3	"	1
$(1s2s2p)^2P \rightarrow "$	$673,0 \pm 0,3$	673,1	"	2
$(1s2p^2)^4P \rightarrow "$		673,5	"	
$(1s2p^2)^2D \rightarrow "$	$680,5 \pm 0,3$	681,8	"	3
$(1s2s2p)^2P \rightarrow "$		683,2	"	
$(1s2p4p) \rightarrow "$	$857 \pm 0,5$	857	/Fo 76/	4
$(1s2p4d) \rightarrow "$		859	"	
$(1s2s5p) \rightarrow "$	$867 \pm 0,5$	867,9	"	5
$(1s2p5p) \rightarrow "$	$877 \pm 0,5$	878	"	6
$(2s2p) \rightarrow (1s)^1S_{1/2}$		720	"	
$(2s^2) \rightarrow "$		721,3	"	
$(2p^2) \rightarrow "$		728,8		
$(2s3s) \rightarrow "$		891,7		
$(2p3s) \rightarrow "$		893,3		
$(2p3p) \rightarrow "$		893,8		
$(2p3d) \rightarrow "$		897,9		

bei wird ein zur Projektilbahn orientierter Drehimpuls übertragen und die folgende Augerelektronenemission kann daher anisotrop sein.

2. Der $(1s2s^2)$ -Zustand wird nicht beim primären Schwerionenstoß erzeugt, sondern wird sekundär durch Kaskadenzerfall eines Vier- (oder Mehr-) Elektronenzustandes gebildet. Aus energetischen Gründen scheiden dabei Koster Kronig-Übergänge aus /La 74/. Ein möglicher Übergangstyp wäre $(1s2snp^2) \rightarrow (1s2s^2) + e^-$ ($n \geq 3$). Dies könnte das Auftreten des $(1s2s^2) \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergangs im Ar^{12+} induzierten Spektrum, in dem noch ein deutlicher Anteil von Vier-Elektronenzuständen vorhanden ist, erklären.

Das "Sättigungsverhalten" in den Spektren bei Kr^{25+} , Xe^{31+} , U^{44+} -Beschuß kann folgendermaßen verstanden werden:

1. Unter der Annahme, daß ab einer kritischen Projektilladung q_{pk} die Ionisation der Ne-L-Schale im Einzelstoß nahezu vollständig ist ($\bar{q}_t \geq 8$), kann für Projektile mit $q_p > q_{pk}$ keine höhere L-Schalenionisation auftreten. Die Bevölkering der Drei-Elektronenzustände erfolgt dann durch Elektroneneinfang bei Stößen des hochionisierten Targetatoms mit Restgasatomen. Elektroneneinfangprozesse wurden von Nikolaev /Ni 75/ an N^{5+} -Ionen in N_2 untersucht und gemessen. Die Einfangquerschnitte σ_c betragen dabei $5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Messungen von Salzborn /Mü 75/ ergaben bei Ne^{7+} -Ionen in Ar ein $\sigma_c = 10^{-15} \text{ cm}^2$. Für das hier betrachtete System $Ne^{8+} \rightarrow Ne$, bei dem eine Rückstoßenergie $E_r < 50 \text{ eV}$ (Kap. E) durch den Schwerionenstoß übertragen wird, sind bisher keine Einfangquerschnitte bekannt. Die Änderung von σ_c im Bereich kleiner Ionenenergien von 500 eV bis 5 KeV ist gering ($< 15 \%$) /Ol 76/. Nimmt man daher bei dem Stoßsystem $Ne^{8+} \rightarrow Ne$ ein $\sigma_c \approx (10^{-15} \text{ cm}^2)$ an, beträgt die mittlere freie Weglänge bei einem in diesem Experiment typischen Gasdruck $P = 10^{-1} \text{ Torr}$ $\lambda = 0,03 \text{ cm}$

$$\text{mit} \quad \lambda = \frac{1}{\sigma_c \cdot D} \quad [\text{cm}] \quad (\text{C } 1)$$

$$D = \text{Gasdichte} \quad [\text{cm}^{-3}]$$

Der Elektroneneinfang der im Streuzentrum ionisierten Neonatome erfolgt also im Raumwinkelbereich des Spektrometers. Bei $P_S \leq 5 \times 10^{-3}$ Torr beträgt nach Gl. (C1) $\lambda \geq 0,6$ cm.

λ liegt dann außerhalb des Spektrometersichtbereiches (0,5 cm $\emptyset$), und es ist eine nichtlineare Abhängigkeit der Linienintensität von P_S zu erwarten. Abb.C 5 zeigt die Intensität der Strukturen 4, 5, 6 als Funktion von P_S bei Kr^{24+} -Beschluß. Danach nimmt die Linienintensität I im Bereich 2×10^{-2} Torr $< P_S < 1$ Torr mit P_S linear zu. Mit diesem Ergebnis kann jedoch Elektroneneinfang zur Erzeugung der Drei-Elektronenzustände nicht ausgeschlossen werden, da wegen der ungenauen Kenntnis von σ_c eine Nichtlinearität $I(P)$ erst im nicht untersuchten Druckbereich $P_S < 10^{-2}$ Torr auftreten kann. Messungen bei $P_S < 10^{-2}$ Torr wurden in diesem Experiment wegen zu geringer Strahlintensität nicht durchgeführt.

2. Die Populierung der Drei-Elektronenzustände erfolgt im Schwerionenstoß. Mit zunehmendem q_p nimmt der Anteil von Vier-Elektronenzuständen, der bei $q_p = 25$ schon sehr gering ist, weiterhin ab. In den Spektren der Abb.C 4 ist dies aber wegen der geringen Intensitäten dieser Übergänge, die innerhalb des statistischen Fehlers liegen, nicht sichtbar. Gleichermäßen sollten die Anteile der Zwei- und Ein-Elektronenkonfigurationen ansteigen. He-ähnliche Übergänge (Tab.C2) in den Energiebereichen (700-750) eV und oberhalb 890 eV werden jedoch nicht beobachtet. Offenbar sind die Intensitäten dieser Übergänge so gering, daß sie bei den vorliegenden Messungen innerhalb des statistischen Fehlers liegen.

Dies kann mit einem Anstieg des Röntgen-Zerfallskanals begründet werden, da die Fluoreszenzausbeute für Wenig-Elektronen-Systeme stark ansteigt /Che 75/, /Mat 74 b/.

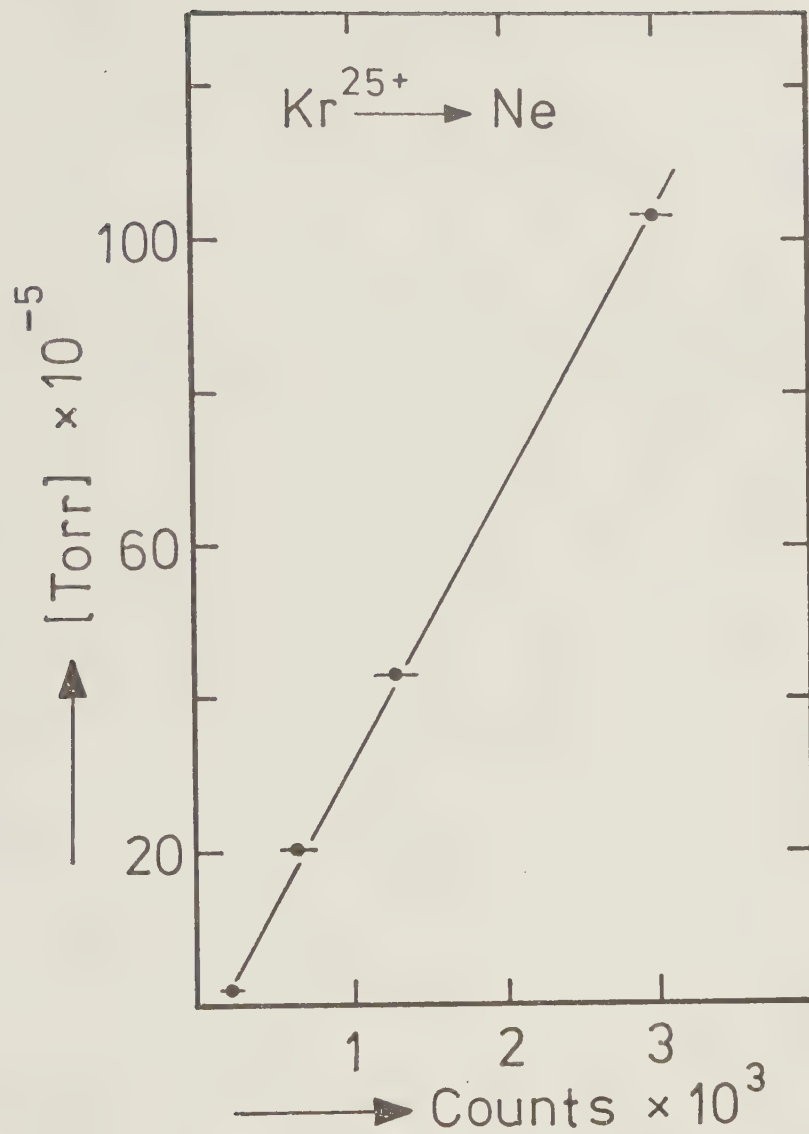


Abb. C 5 Die Summe der Intensitäten der Neon K-Au-gerlinien 4, 5, 6 (Abb.C4) in Abhängigkeit vom Target-Gasdruck P_s

Der relative differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma_r/d\Omega dE_e = \mathcal{Y}$ der Anregung der Linien in den Bereichen $650 \text{ eV} \leq E_e \leq 690 \text{ eV}$ und $850 \text{ eV} \leq E_e \leq 880 \text{ eV}$ wurde aus den experimentellen Daten für die Spektren $\text{Kr}^{25+} \rightarrow \text{Ne}$ und $\text{U}^{44+} \rightarrow \text{Ne}$, die unter gleichen experimentellen Bedingungen gemessen wurden, abgeschätzt: Es betragen $\mathcal{Y}(\text{U}^{44+}) = 3,5 \pm 1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$ und $\mathcal{Y}(\text{Kr}^{25+}) = 4,9 \pm 1,4 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \cdot \text{sterad}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. Innerhalb eines Fehlers von $\pm 30 \%$, der sich hauptsächlich aus den Unsicherheiten in der Bestimmung der Target-Gasdichten im Streuzentrum und aus der Normierung auf den Projektilstrom ergibt, stimmen die relativen Wirkungsquerschnitte überein. Wegen einer q_p^2 -Abhängigkeit der K-Schalenionisation sollte nach dem BEA-Modell /Car 73/ gelten $\mathcal{Y}(\text{U}^{44+}) = 3,1 \times \mathcal{Y}(\text{Kr}^{25+})$. Da jedoch die hier untersuchten Stoßsysteme ($Z_p/Z_t \gg 1$) außerhalb der Gültigkeitsbereiche verschiedener Theorien (BEA, SCA, PWBA) liegen /Han 75/, ist eine nach diesen Modellen angenommene q_p -Abhängigkeit von $\mathcal{Y}$ unsicher. Daher wurden die Werte $\mathcal{Y}$ um einen von q_p abhängenden geometrischen Querschnitt b^2 , der aus den in Kap. E bestimmten Stoßparametern b zur Anregung der beobachteten Drei-Elektronenkonfigurationen entnommen wurde, korrigiert, z.B. $\mathcal{Y}'(\text{U}^{44+}) = \mathcal{Y}(\text{U}^{44+})/b^2(\text{U}^{44+})$. Es ergibt sich dann ein Wert $\mathcal{Y}'(\text{U}^{44+})/\mathcal{Y}'(\text{Kr}^{25+}) = 0,3 \pm 0,1$. Dieses Ergebnis unterstützt die Annahme 2., wonach die Anregung von Ein- und Zwei-Elektronenzuständen gegenüber Drei-Elektronenzuständen mit wachsendem q_p im Bereich $25 \leq q_p \leq 44$ noch zunimmt. Da Übergänge von Zwei-Elektronenzuständen bei einer K-Loch-Anregung im Augerspektrum nicht beobachtet werden können, sollte hier die Untersuchung der Röntgenemission von diesen Stoßsystemen weitere Aufschlüsse ergeben.

Aus den beobachteten Spektren in Abb.C 4 und mit den diskutierten Punkten 1. und 2. läßt sich folgendes zusammenfassen: Beim Beschuß von leichten Targetatomen wie Ne mit sehr schweren, vielfach geladenen Ionen (1,4 MeV/amu) werden im Targetatom hochangeregte Zustände von Wenig-Elektronensystemen im Einzelstoß angeregt, die hier erst-

mals beobachtet wurden. Charakteristisch bei den gemessenen Spektren ist die geringe Anzahl angeregter und aufgelöster Linien, im Gegensatz zu Messungen bei O^{5+} -Einschuß (Abb.C 2, Mitte), womit wieder eine Spektroskopie einzelner Augerübergänge möglich ist, ähnlich wie bei den mit leichten Projektilen angeregten Normalübergängen von Wenig-Lochsystemen (Abb.C 2, unten). Die mit Kr^{25+} , Xe^{31+} und U^{44+} angeregten Spektren stimmen innerhalb des experimentellen Fehlers überein. Als mögliche Erklärungen für dieses Phänomen können sowohl Elektroneneinfangprozesse in Punkt 1. als auch direkte Anregung im Stoßprozeß in Punkt 2. angeführt werden. Ob Punkt 1. oder 2. zutrifft oder beide Punkte bei der Besetzung der Anfangszustände der beobachteten Übergänge eine Rolle spielen, ist noch zu untersuchen.

C 2 Winkelverteilungen der K-LL Augerübergänge in Ne

Bisher wurden Winkelverteilungen von Augerübergängen nur an Übergängen in äußeren Schalen in Ar und Kr nach Elektronenbeschuß von Cleff und Mehlhorn /Cl 74/ ausführlich untersucht. Da für K-Übergänge anisotrope Winkelverteilungen nur bei Satelliten- und Hypersatellitenlinien erwartet werden /Me 68/, sind mit Schwerionenangeregte Ne-Augerspektren, die eine übersichtliche Anzahl zum großen Teil aufgelöster Satellitenlinien enthalten, zur Untersuchung von Winkelverteilungen gut geeignet.

Bei einer nichtstatistischen Besetzung der magnetischen Unterzustände m_s , m_l , die durch den Stoßprozeß des Targetatoms mit dem gerichteten Projektilstrahl erfolgt, ist neben einer der jeweiligen Besetzungstärke entsprechenden Intensität eines bestimmten Augerübergangs auch eine vom Beobachtungswinkel θ abhängige Linienintensität zu erwarten /Me 68 /. Aus der beobachteten Winkelverteilung und den Linienintensitäten können wichtige Rückschlüsse auf die Projektil-Targetatom-Wechselwirkung gewonnen werden: Eine Anregung von Dublett-Zuständen (2P , 2D) z. B. kann durch Übergänge $1s \rightarrow nl$ erfolgen, während für die Bevölkerung von Quartett-Zuständen (4P) Elektronenaustauschprozesse während des Projektil-Targetatom-Stoßes vermutet werden /Sto 76 /, /Zi 75 /. Insbesondere wird sowohl für den Anregungsprozeß $1s \rightarrow nl$ ($l > 0$) als auch für den Elektronenaustausch ein Drehimpulsübertrag des Projektils auf die Targetatomelektronen erwartet, der zur Projektilachse senkrecht orientiert ist, so daß Zustände mit $|M_l| = 0$ bevorzugt auftreten /Sto 77a /, /Cl 74 /.

Im Gegensatz zu Ergebnissen der Intensitätsanalysen von Li- und Be-ähnlichen Ne-Augerübergängen nach Beamfoilanregung /Schu 77/, die eine statistische Besetzung der hochangeregten Zustände aufzeigen, finden Bhalla, Matthews and Moore /Bha 74/ beim Beschuß von Ne mit H^+ , He^+ , O^{5+} Ionen ein nichtstatistisches Besetzungsverhältnis der 3P - und 1P - Zustände der $(1s2s^22p^5)$ Konfiguration. Ebenso

finden Matthews et al. /Mat 77/ beim Beschuß $45\text{MeV Cl}^{13+} \rightarrow \text{Ne}$ eine starke Überbevölkerung der $1s2s^2$ - und $1s2s2p$ -Konfigurationen gegenüber der $1s2p^2$ -Konfiguration. Zur Erklärung führen Matthews et al. neben einer möglichen nicht-statistischen Besetzung durch den Projektilstoß radiative Kaskadenzerfälle der Art $(1s2s)nl \rightarrow (1s2s)2s$ bzw. $(1s2s)2p$ an. Das hier in dieser Arbeit gemessene Ne-Auger-spektrum bei 56 MeV Ar^{12+} -Einschuß (Abb.C 4) bestätigt die Messungen von Matthews et al.

Erste Messungen von Winkelverteilungen der $^4\text{P}^0$ - (656,5 eV), $^2\text{P}^0$, $^4\text{P}^e$ - (673,5 eV) und der $^2\text{D}^e$ - (681 eV) Linien des Li-ähnlichen Neons wurden hier in Zusammenarbeit mit N. Stolterfoht /Sto 77a/ bei Xe^{31+} (1,4 MeV/amu)-Einschuß durchgeführt. Eine weitere Messung der gleichen Winkelverteilung unter besseren experimentellen Bedingungen (höhere Zählrate und weitere Beobachtungswinkel θ) bei Kr^{24+} -Einschuß zeigt in Übereinstimmung mit den Xe-Daten in den relativen Linienintensitätsverhältnissen eine starke Abhängigkeit von θ (Abb.C 6). Absolute Angaben über den Grad und die Art der Anisotropien der $^4\text{P}^0$ -, $^2\text{P}^0$ -, $^4\text{P}^e$ -, $^2\text{D}^e$ -Linien können hier jedoch nicht gemacht werden, da eine Normierung der Linien auf den isotropen $(1s2s^2)^2\text{S}_0 \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergang wegen seiner geringen Intensität nicht möglich, und der Fehler in den gemessenen Linienintensitäten jeweils einer Linie bei verschiedenem θ durch die Unsicherheit des von θ abhängigen effektiven Targetvolumens (siehe Kap. 3.2) zu groß ist. Dennoch zeigen diese Messungen in den Intensitätsvergleichen in Abb.C 6 an mindestens 2 der 3 untersuchten Linien eine anisotrope Augeremission auf.

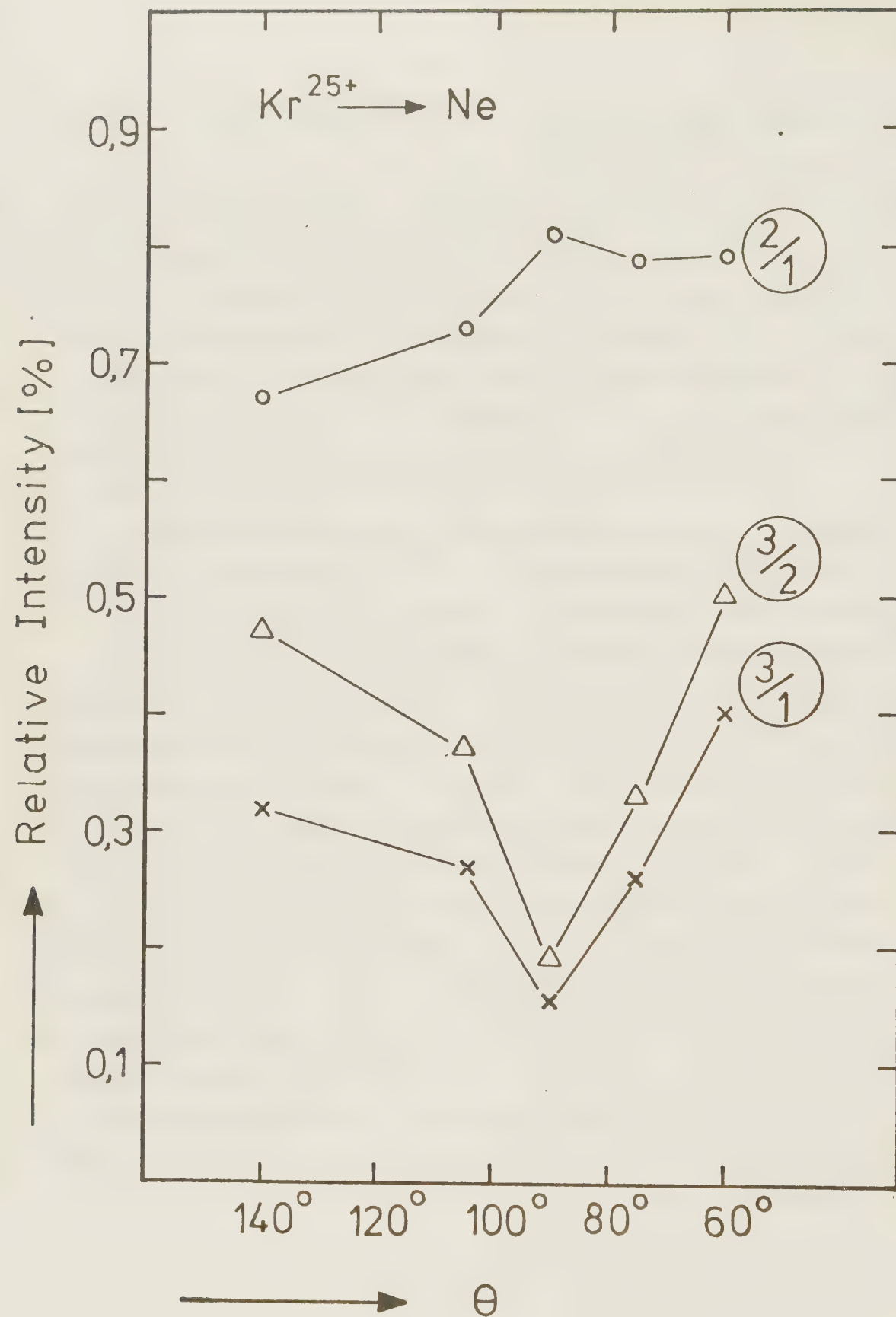


Abb. C 6 Die Intensitätsverhältnisse der Neon K-Augerlinien 1, 2 und 3 (nach Abb. C 4) als Funktion vom Beobachtungswinkel θ .

C 3 Augerübergänge in äußeren Schalen nach Anregung durch Schwerionenstoß

C 3.1 Das Ar L-Augerspektrum nach Beschuß mit Ar^{12+} Ionen

Beim Beschuß von Ar mit hochgeladenen Schwerionen werden mit zunehmender Ladung und Projektilordnungszahl Z_p immer mehr Satellitenlinien im Ar-L-Augerspektrum aufgrund einer zunehmenden M-Schalenionisation angeregt /Bu 74a/, /Schn 76 /. Während das Argon L-MM Augerspektrum beim Beschuß mit e^- , H^+ und He^+ /Sto 74b /, /Schn 76 /, einen Linienschwerpunkt (überwiegend Diagrammübergänge) im Bereich $180 \text{ eV} \leq E_e \leq 210 \text{ eV}$ aufweist, zeigen das Cl^{13+} (45 MeV) induzierte Ar-Spektrum /Schn 76 / und die hier vorliegende Messung (Abb.C 7) bei Ar^{12+} (56 MeV) -Einschuß eine hohe Anzahl Satellitenlinien mit einem Schwerpunkt bei $E_e = 165 \text{ eV}$. Eine Identifizierung dieser Übergänge ist dabei nicht möglich, da das durch verschiedene L- und M-Schalenionisation und zusätzliche Elektronenanregung in höhere Schalen ($n \geq 4$) sehr komplexe Spektrum bei den meisten Linien eine sichere Auflösung nicht erlaubt. In Ergänzung zu dem in /Schn 76 / veröffentlichten Argon L-Augerspektrum, das im Bereich $140 \text{ eV} \leq E_e \leq 230 \text{ eV}$ untersucht wurde, zeigt das hier gemessene Spektrum im Bereich $80 \text{ eV} \leq E_e \leq 140 \text{ eV}$ weitere signifikante Strukturen (Abb. C7). Für diese Strukturen werden als Ausgangskonfigurationen in Analogie zu den niederenergetischen Neon K-LL Übergängen (Kap.C1) eine hohe M-Schalenionisation ($q_m \geq 5$) vermutet.

C 3.2 Das Kr M-Augerspektrum nach Beschuß mit Ar^{12+} Ionen

Ähnlich wie im Argon-L-Spektrum dominieren im Krypton M-Spektrum eine große Anzahl Satellitenlinien, die wieder einer vielfachen Ionisation in der N-Schale nach dem Schwerionenstoß zugeschrieben werden. Das durch Elektronenstoß angeregte Kr M-NN-Spektrum von Mehlhorn et al. /Me 72/ zeigt eine übersichtliche Anzahl aufgelöster Diagrammübergänge im Bereich $24 \text{ eV} \leq E_e \leq 57 \text{ eV}$. Keine dieser

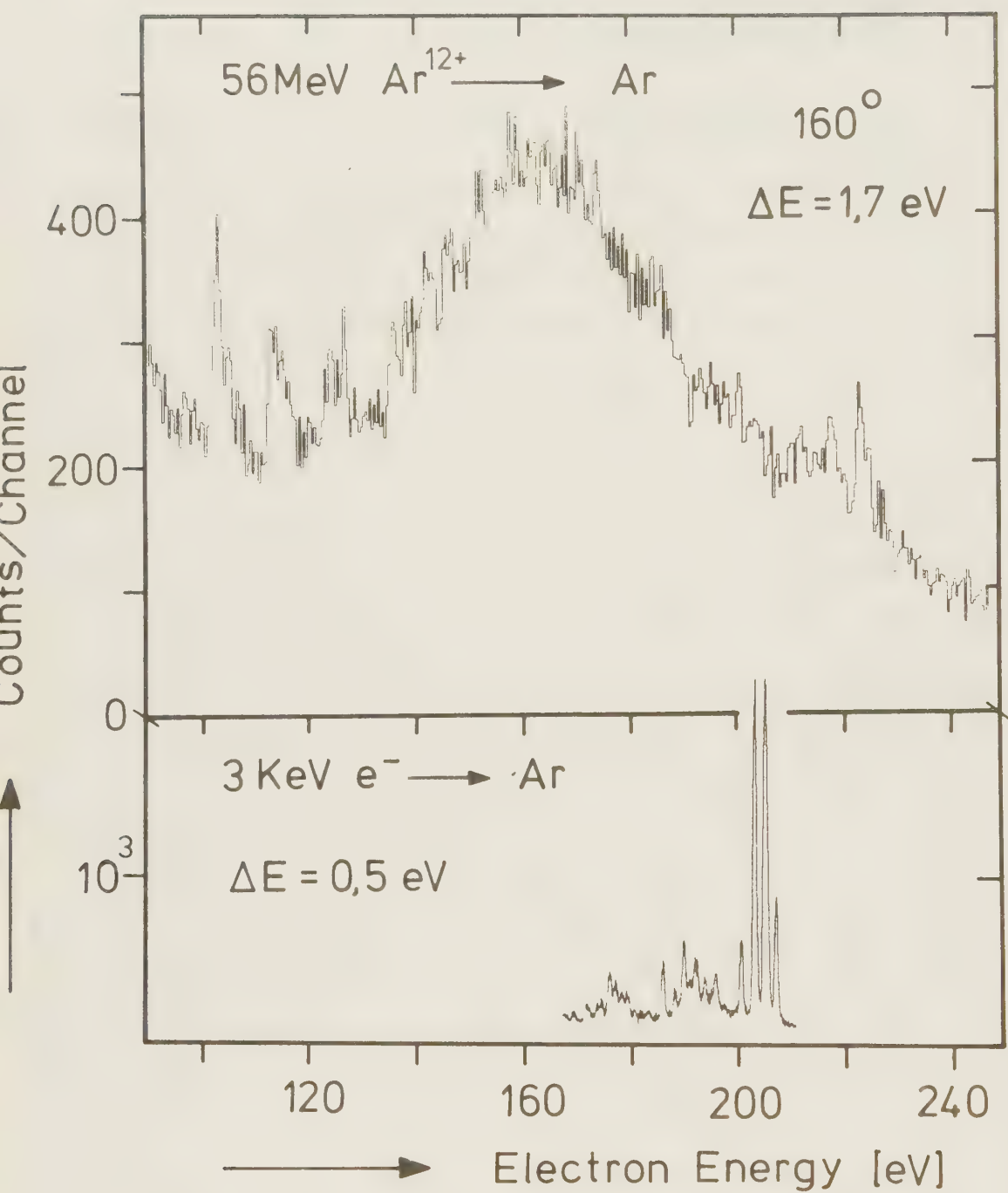


Abb. C 7 Argon L-Augerübergänge nach Anregung mit Ar^{12+} -Ionen (1,4 MeV/amu) oben und nach Anregung mit Elektronen (3 KeV) unten.

Linien kann bei Anregung mit Ar^{12+} -Ionen im Spektrum in Abb. C 8 identifiziert werden, da diese von vielen energetisch dicht benachbarten Satellitenlinien und einem zu niederen Elektronenenergien hin stark ansteigenden Elektronenkontinuum (Kap. A 2) überlagert sind. Ein wesentliches Merkmal im Spektrum Abb. C 8 ist eine intensive Struktur bei $58 \text{ eV} \leq E_e \leq 62 \text{ eV}$, die aus mehreren (> 4) zum Teil getrennten Linien besteht. Zum ähnlichen Stoßsystem $45 \text{ MeV } \text{Cl}^{12+} \rightarrow \text{Kr}$ wurden in /Schn 76 / Hartree Fock-Rechnungen von mittleren Übergangsenergien beim Augerzerfall der Kalzium- und Kalium- ähnlichen Kryptonkonfigurationen ($3p^{-1} 3d^{-9} 4s$) und ($3p^{-1} 3d^{-10} 4s$) mit 58 eV bzw. 61 eV veröffentlicht. Die hier beobachteten intensiven Linien in Abb. C 8 lassen sich dem Zerfall dieser Ausgangskonfigurationen zuordnen. Bei weiteren Strukturen im Bereich $63 \text{ eV} \leq E_e \leq 80 \text{ eV}$ werden Zerfälle von höheren Rydbergzuständen ($3 p^{-1} 3d^{-10} ns, np$) $n \geq 5$ vermutet.

Die in diesen Kapiteln diskutierten Augerspektren von Übergängen in äußeren Schalen nach Anregung durch Schwerionenstoß bestätigen einmal die in letzter Zeit veröffentlichten Untersuchungen anderer Autoren /Schn 76/, und zeigen darüber hinaus noch weitere Strukturen in einem bisher noch nicht untersuchten Energiebereich auf. Obwohl in diesen Spektren eine viel größere Anzahl Satellitenlinien überlappen als im K-Augerspektrum von Ne bei gleichem Projektil, sind einige Strukturen aufgelöst. Daher lassen sich mit diesen Strukturen Winkelverteilungen messen, die wichtige Aufschlüsse über den Stoßprozeß bei der Anregung äußerer Schalen durch Schwerionen-Einschuß geben können.

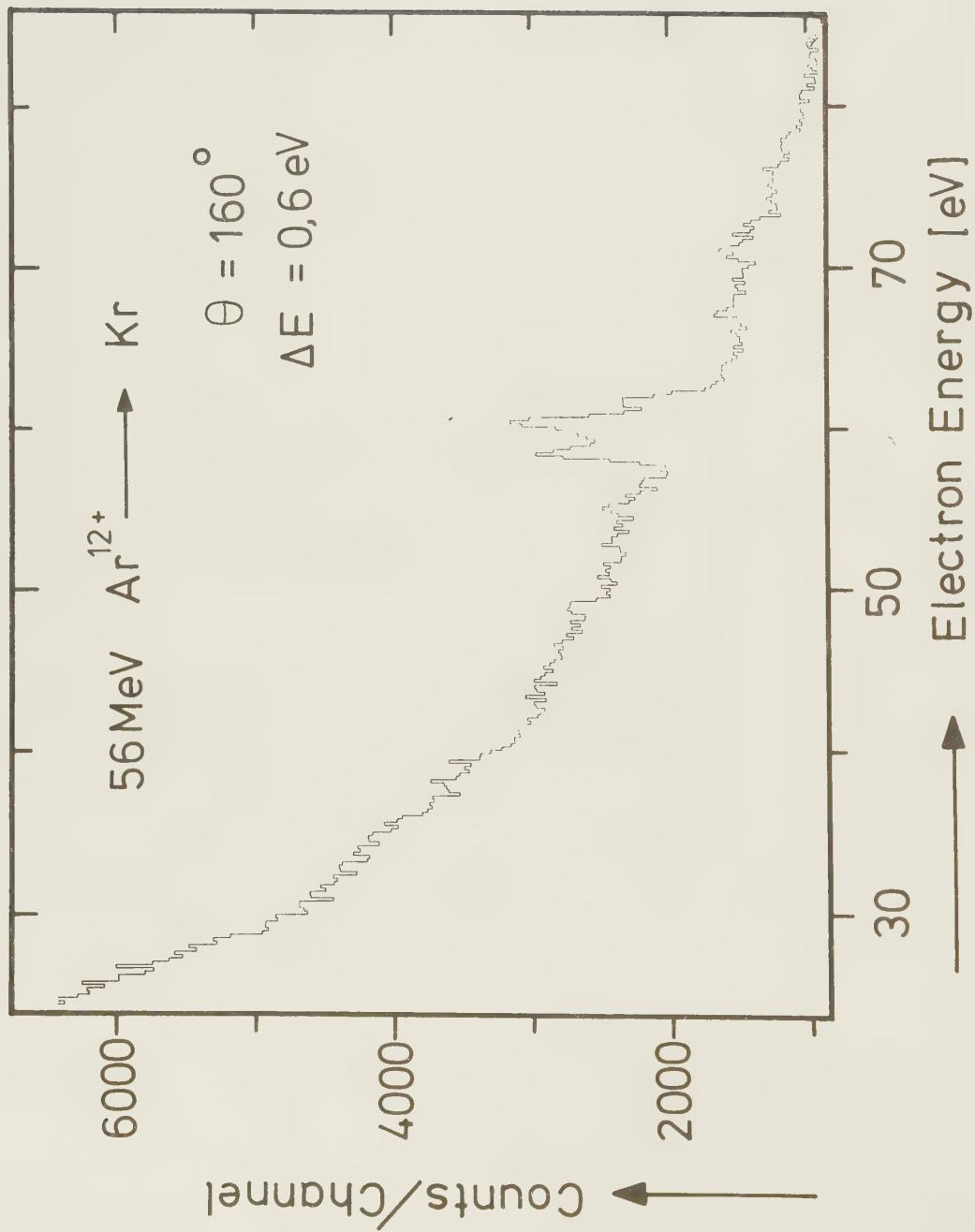


Abb. C 8 Krypton-M-Augerspektrum nach Beschuss mit Ar^{12+} -Ionen (1,4 MeV/amu).

C 4 Autoionisationszustände des Heliums nach Anregung
 durch Schwerionenstoß

Erste Hinweise auf die Anregung von Autoionisationszuständen im He fanden Whiddington und Pristley 1934 im diskreten Energieverlust bei Elektronenstreuung an Helium /Whi 34/. Seither gibt es zahlreiche Untersuchungen der mit leichten Projektilen (H^+ , H_2^+ /Ru 64/, e^- /Me 66/, H^+ /Sto 74 b/) angeregten He-Autoionisationszustände. Die beobachteten Augerlinien liegen im Energiebereich $33,3 \text{ eV} \leq E_e \leq 40,8 \text{ eV}$, entsprechend den Ausgangskonfigurationen $(2s^2) \ ^1S_0$ bis $(2s \ ns) \text{ bzw. } (2 \ p \ np) \ n \rightarrow \infty$. Sie zeigen ein stark asymmetrisches Fanoprofil /Me 66/, /Sto 74b/ aufgrund einer Interferenz der direkten Kontinuumsübergänge mit den Autoionisationsübergängen /Fa 62/. Neuere Messungen /Bu 76/ der He-Augeremission nach Anregung mit Cl^{2+} - (3 MeV) und O^{5+} - (30 MeV) Ionen weisen eine intensive Anregung der 1D , 1P , 1S und 3P -Konfigurationen auf. Die beobachteten Augerlinien zeigen dabei das für e^- und H^+ -Einschuß typische Fanoprofil nicht. Burch /Bu 75/ erklärt dies mit einer dominierenden Anregung der nichtresonanten Kontinuumszustände, nämlich der Doppelionisation. Ganz ähnlich wie in einem mit O^{5+} angeregten Spektrum von Burch /Bu 75/ sind die Augerlinien in Abb. C 9 beim Beschuß von He mit Ar^{12+} -Ionen angeregt: Mit höchster Intensität treten die 1D , 1P , 1S -Konfigurationen auf. Eine Interferenzstruktur ist nicht erkennbar. Viele Augerlinien in Abb. C 9 sind nicht aufgelöst, da die absolute instrumentelle Energieauflösung ($\approx 0,6 \text{ eV}$ HWB) in dem niederen Energiebereich $30 \text{ eV} \leq E_e \leq 40 \text{ eV}$ dazu nicht ausreichte.

Aus den hier vorliegenden Messungen ist zu entnehmen, daß auch bei sehr schweren, hochgeladenen und hochenergetischen Projektilen Autoionisationszustände des Heliums intensiv angeregt werden. Da die beobachteten Strukturen innerhalb der experimentellen Unsicherheit, bedingt durch die begrenzte Energieauflösung des Spektrometers, mit denen

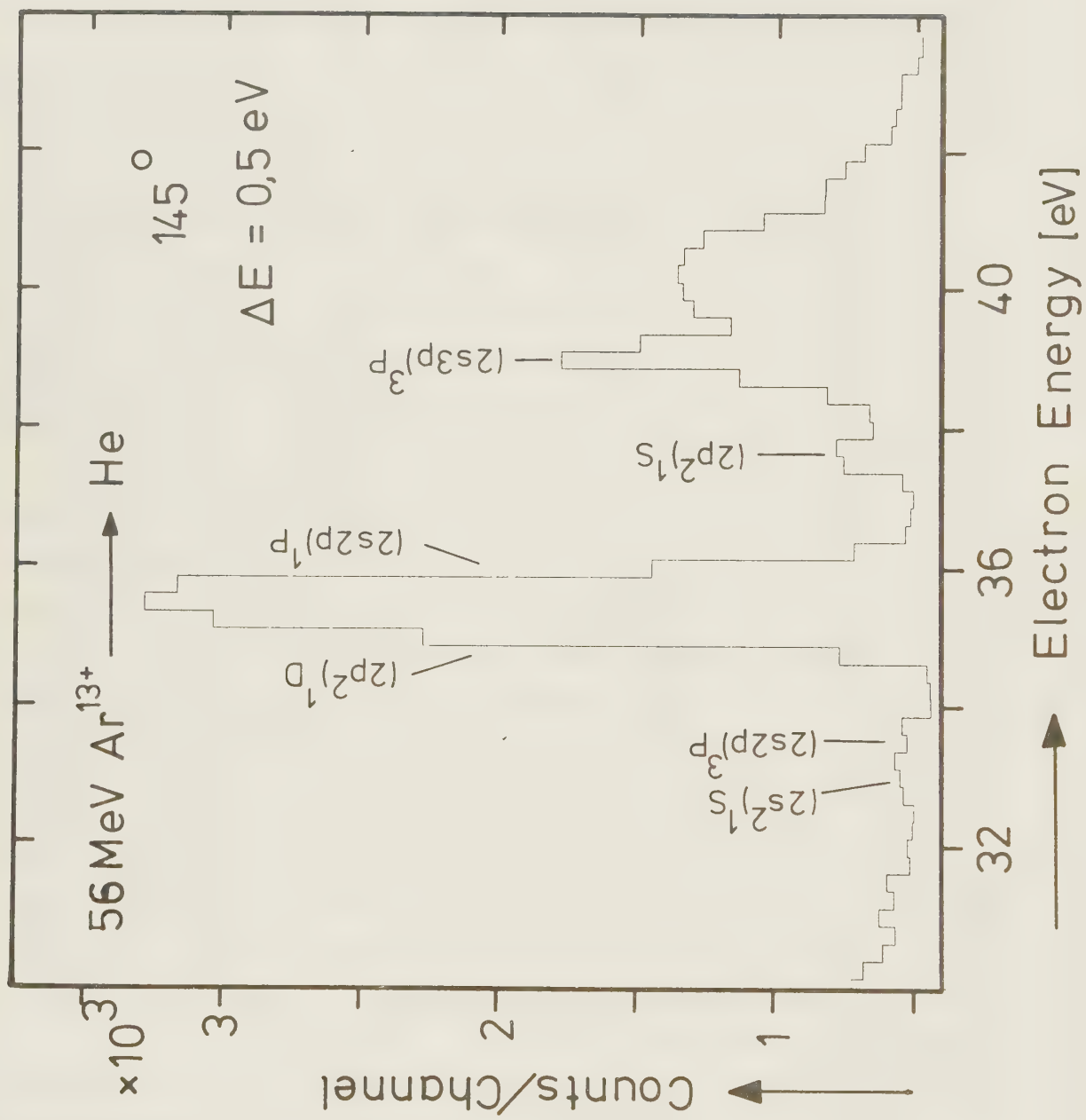


Abb. C 9 Autoionisationslinien des Heliums nach Anregung durch Schwerionenbeschuß.

Übereinstimmen, die mit leichteren und geringer geladenen Projektilen (O^{5+} , Cl^{3+}) angeregt wurden, ist auch beim Beschuß von He mit Projektilen $q_p > 13$, $Z_p > 18$ keine Änderung in der Anregung der Autoionisationszustände zu erwarten.

D Augerspektren von einfachen Molekülen

Im Gegensatz zu den Augerspektren von Edelgasen sind die Spektren von molekularen Gasen erheblich komplexer. Die am Augerprozeß beteiligten Elektronen entstammen oft - je nach Molekültyp in verschiedener Art - aus molekularen Orbitalen. Zudem komplizieren Rotationsbanden der Moleküle (typischer Energiebereich 2 eV) die gemessenen Augerspektren /Si 69/, /Ca 74/, wie es z. B. hochauflösende Messungen der K-LL-Augerübergänge des CO-Moleküls zeigen (siehe /Ca 74/).

In dem folgenden Kapitel werden am Beispiel CH_4 und N_2 zwei typische Augerspektren von Atomen in Molekülen vorgestellt, die durch Elektronenstoß angeregt wurden. Diese Spektren verdeutlichen einige molekülspezifische Merkmale gegenüber Augerspektren von monoatomaren Gasen bei gleicher Anregung und gegenüber einer Anregung durch Schwerionenbeschuß in Kap. D 2.

D 1 Augerspektren von N_2 und CH_4 nach Elektronenstoßanregung

Durch Elektronenbeschuß von Molekülen wie z. B. CH_4 und N_2 werden wie bei monoatomaren Gasen (z. B. Edelgasen, Abb.3.7, Abb.C 1) überwiegend Diagrammübergängen angeregt. Das Augerspektrum des Kohlenstoffs in CH_4 in Abb.D 1 oben weist drei breite Strukturen auf, die nach Siegbahn /Si 69/ mit zunehmender Energie und Intensität $\text{K-L}_1\text{L}_1$ -, $\text{K-L}_1\text{L}_{23}$ - und $\text{K-L}_{23}\text{L}_{23}$ - Diagrammübergängen zugeordnet werden können. Eine schwach ausgeprägte Struktur bei 243 eV entspricht $\text{KL}_{23}\text{-L}_1\text{L}_{23}$ -Satellitenlinien /Mod 71/. Die ungewöhnlichen Linienbreiten im CH_4 -Spektrum von ca. 6 eV erklärt Siegbahn /Si 69/ mit einer kurzen Lebensdauer des CH_4^{++} -Moleküls nach Elektronenbeschuß. Im Gegensatz zu den Diagrammübergängen in monoatomaren Gasen wie bei Ar und Ne (Abb.3.7 und Abb.C 1) überlappen in diesem Spektrum zahlreiche Linien, die nicht aufgelöst werden können.

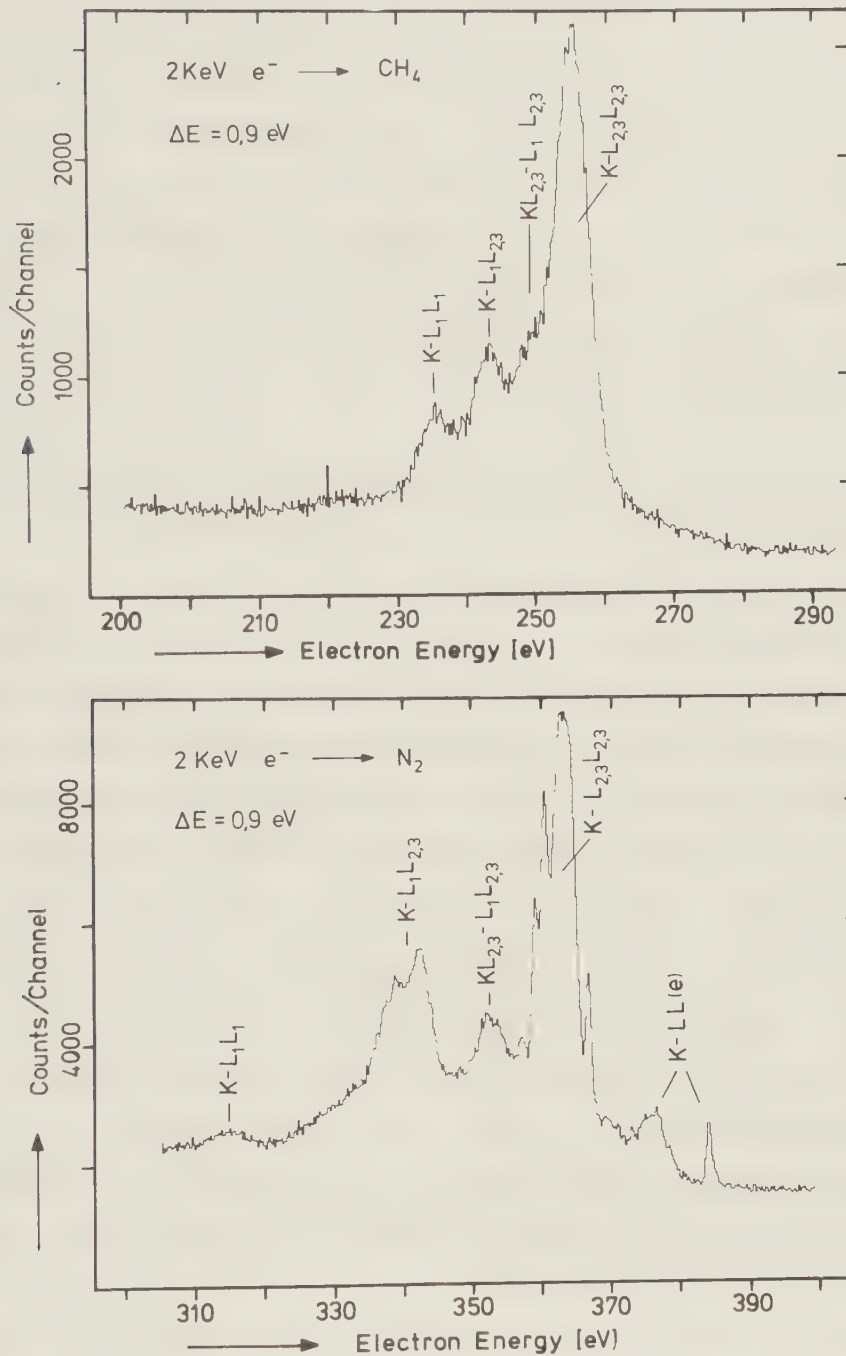


Abb. D 1 Auger-Normalübergänge von Methan (oben) und Stickstoff (unten) nach Anregung durch Elektronenstoß.

Ebenso wie das CH_4 -Spektrum zeigt das N_2 -Augerspektrum (Abb. D1 unten) die Augergruppen der Diagrammübergänge. Auch hier sind breite Strukturen, die viele nicht aufgelöste Linien enthalten, ein molekülspezifisches Merkmal. Verschiedene Linien mit geringer Breite weisen auf Übergänge im nichtdissoziierten N_2 -Molekül hin. Die Strukturen bei $E_e > 370$ eV wurden von Moddeman /Mod 71/ als Autoionisationszerfälle identifiziert, bei denen die Anfangskonfiguration durch Anregung von einem $1s$ -Elektron in noch unbesetzte Molekülorbitale gebildet wird. Eine ausführliche Untersuchung und Diskussion dieser Augerübergänge findet sich in /Mod71 /.

D 2 Augerspektren verschiedener Moleküle nach Schwerionenbeschuß

Bisher waren Untersuchungen von Augerelektronenemission von Molekülen nach Beschuß mit hochenergetischen, hochgeladenen Schwerionen nicht bekannt. Entsprechend den Ergebnissen der durch Schwerionenstoß induzierten Augerspektren von Edelgasen (Kap. C) kann beim Beschuß auf Moleküle eine hohe Ionisation und Anregung der Atome im Molekül erwartet werden. Während bei Elektronen- und Protonen-Beschuß viele ein- und zweifach ionisierte Moleküle noch eine beträchtliche Lebensdauer ($T > 10^{-9}\text{s}$) haben /Si 69/, /Sto 72/, ist bei der hohen Ionisation und Anregung nach dem Schwerionenstoß ein prompter Zerfall des Moleküls zu vermuten. Daher ist es hier möglich, mit der Augerspektroskopie Einflüsse von hochgeladenen Nachbaratomen auf die Augerübergänge eines Atoms aus dem zerfallenden Molekül zu untersuchen.

Abb.D 2 zeigt Augerspektren von Stickstoff in NH_3 und N_2 , von Kohlenstoff in CO_2 , CH_4 und C_2H_2 und von Neon nach Beschuß mit Ar^{12+} -Ionen bei 1,4 MeV/amu. In allen Spektren werden ähnliche Augergruppen beobachtet. In Analogie zum Ne-Spektrum können diese Gruppen mit zunehmender Energie K-LL -, K-LM -, K-LN -Übergängen und Übergängen aus höheren Schalen von Drei- und Vier-Elektronenkonfigurationen zugeordnet werden. Daher sind in allen C- und N-Spektren die

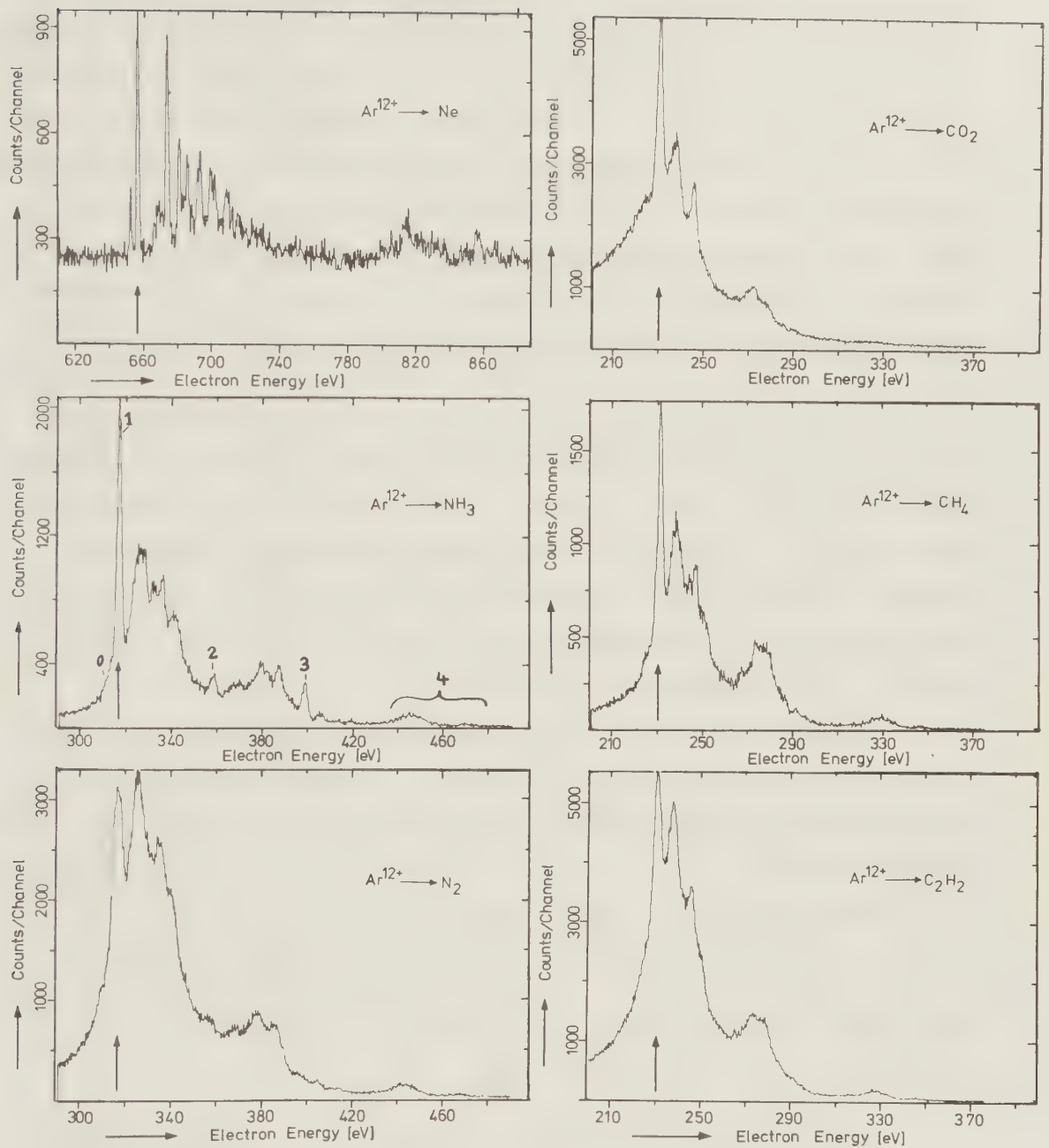


Abb. D 2 Augerübergänge des Neons (oben links), des Kohlenstoffs (rechte Bildhälfte) und des Stickstoffs (links) in verschiedenen Molekülen nach Anregung mit Ar^{12+} -Ionen (1,4 MeV/amu). Der Pfeil bezeichnet den $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^2S$ -Übergang.

Energieauflösung: $\Delta E_h = 1,7 \text{ eV}$ bei Ne und $\Delta E_h = 2,5 \text{ eV}$ sonst.

Schwerpunkte der Satellitenlinien gegenüber den durch Elektronenstoß angeregten Spektren in Abb.D 1 systematisch zu niederen Energien verschoben. Übereinstimmend wird in allen Spektren die Linie mit höchster Intensität am unteren Energieende gefunden, in Abb.D 2 mit einem Pfeil markiert. Diese Linie wird dem metastabilen $(1s2s2p)^4P \rightarrow 1s^2 + e^-$ - Übergang des lithiumähnlichen Kohlenstoffs bzw. Stickstoffs zugeordnet. Dies folgt einmal aus der Ähnlichkeit aller hier diskutierten Spektren mit dem Ne-Augerspektrum, dessen Linien zum größten Teil in /Schu77/ identifiziert wurden, und zum anderen aus der Übereinstimmung der Kohlenstoff-Linie mit einem in /Schn 75/ veröffentlichten C-Augerspektrum, in dem diese Linie mit einer Flugzeit-Methode in Beam-Foil-Technik gemessen und als oben benannter Übergang identifiziert wurde. Darüber hinaus bestätigen Rechnungen nach /Su 73/ (Tab.D1) diese Interpretation. Unterhalb dieser Linie zeichnet sich in den NH_3^- und CH_4^- -Spektren eine schwache Struktur ab, die - wie im Ne - dem $(1s2s^2)^2S \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergang entspricht.

Weitere Strukturen im höheren Energiebereich - für Stickstoff bei 442 eV und 470 eV, für Kohlenstoff bei 325 eV und 345 eV - lassen sich nach Tab.D1 nicht mit Übergängen $(1s2pn1) \rightarrow 1s^2 + e^-$ ($n \geq 3$) erklären. Rechnungen von Übergangsenergien von Hypersatelliten des Ne /Schu 76/ zeigen, daß diese im oberen Energiebereich des Spektrums liegen und daher bei den hier beobachteten Strukturen Übergänge der Art $(2lnl'ml'') \rightarrow (1s2l)+e^-$ ($n,m > 2$, $l=s,p$, $l'=s,p,d,f,\dots=l''$) vermutet werden.

Spektren aus Messungen bei Beamfoil-Anregung von C- und N-Projektilen /Schn 75/, /GSI75/ sind in guter Übereinstimmung mit den hier vorliegenden Messungen.

Die Linien in den C- und N-"Molekülspektren" in Abb.D2 sind, verglichen mit dem Ne-Spektrum, weniger gut aufgelöst: Aus Intensitätsgründen wurden die C- und N-Spektren mit einer instrumentellen Energieauflösung $\Delta E_h = 2,5$ eV Halbwertsbreite gemessen, während das Ne-Spektrum mit $\Delta E_h = 1,7$ eV Halbwertsbreite aufgenommen wurde. Da der energetische Ab-

Tab.D1 Auger-Übergangsenergien von einigen Drei-Elektronenzuständen in verschiedenen Atomen. Die theoretischen Werte wurden mit einer Z-Entwicklung aus /Su 73/ berechnet.

Atom $\xrightarrow{\hspace{1cm}}$	C (CH ₄)	N (NH ₃)	O (CO ₂)
Übergang $\downarrow$	Augerelektronenenergie [eV] Z-Entwickl. Exper.	Augerelektronenenergie [eV] Z-Entwickl. Exper.	Augerelektronenenergie [eV] Z-Entwickl. Exper.
$(1s2s^2)2s \rightarrow (1s^2)1s_o$	226,8 224,0 $\pm$ 0,5	312,7 307,8 $\pm$ 1	412,2 409,0 $\pm$ 1
$(1s2s2p)^4p \rightarrow "$	228,0 229,8 $\pm$ 0,5	314,3 317,0 $\pm$ 0,5	414,2 417,3 $\pm$ 0,5
$(1s2p^2)^4p \rightarrow "$	238,0 237,3 $\pm$ 0,5	326,2 326,6 $\pm$ 0,7	428,0 428,6 $\pm$ 2
$(1s2p^2)^2d \rightarrow "$	242,6 242,8 $\pm$ 0,5	331,8 332,6 $\pm$ 0,5	434,7 432,2 $\pm$ 1
$(1s2p^2)^2p \rightarrow "$	243,6 245,3 $\pm$ 0,5	333,2 337,8 $\pm$ 0,5	436,3 439,0 $\pm$ 1
$(1s2p(^1p)3s)^2p \rightarrow "$	279,2 277,8 $\pm$ 0,5	387,3 387,6 $\pm$ 0,5	512,7 512,6 $\pm$ 1
$(1s2p(^1p)4f)^2d \rightarrow "$	294,3 294,8 $\pm$ 1	409,4 419,1 $\pm$ 1	543,2 540,0 $\pm$ 1

stand benachbarter Augerlinien zu kleineren Targetatomordnungs-
zahlen hin abnimmt, werden bei 2,5 eV Halbwerts-
breite verschiedene Linien in den Stickstoff- und Kohlen-
stoff-Spektren (vergl. Ne, NH_3 , CH_4) nicht mehr aufgelöst.
Wiederholte Messungen am CH_4 mit $\Delta E_h = 0,6$ eV und NH_3 mit

$\Delta E_h = 1,5$ eV instrumentelle Auflösungen zeigen in Abb.D 3
mehrere aufgelöste Linien. Ein Vergleich des mit Elektronen-
stoß angeregten CH_4 -Spektrums in Abb.D 1 mit dem Spektrum
bei Ar^{13+} Einschub in Abb.D 3 zeigt in den Linienbreiten
einen drastischen Unterschied auf: Die großen Linienbrei-
ten von 6 eV bei Elektronenbeschub werden in dem Schwer-
ionen induzierten CH_4 -Augerspektrum nicht beobachtet. Offen-
bar sind bei letzterem die Linienbreiten durch die Zerfalls-
zeit des CH_4 -Moleküls, die aufgrund der hohen Ionisation
durch den Ar^{13+} -Beschub klein sein sollte, nicht beein-
flußt. Dies kann mit einer starken Anregung von metastabi-
len Zuständen von Drei- und Vier-Elektronensystemen durch
den Schwerionenstoß erklärt werden. Der Zerfall dieser Zu-
stände ($\tau \geq 10^{-12}$ s) erfolgt im freien Kohlenstoffatom
nach dem vollständigen Zerfall des CH_4 -Moleküls. Eine große
Zahl metastabiler Drei- und Vier-Elektronenzustände wurde
mit einer Flugzeitmethode nach Beamfoil-Anregung bei Ne-,
C-, N- und O-Projektilen in den hier diskutierten Energie-
bereichen gefunden /Ma 74/, /Schn 75/.

Obwohl die Kohlenstoff- und Stickstoff-Augerspektren
von verschiedenen Molekülen (Abb.D 2 und D 3) bei Schwer-
ionen-Bombardement in ihren Strukturen denen von einatomaren
Systemen sehr ähneln, sind molekül-spezifische Unterschie-
de in Linienbreiten, -Höhen und Intensitäten unverkennbar.
Die dominante ^4P -Linie des $(1s2s2p)^4\text{P} \rightarrow 1s^2$ -Übergangs in
Stickstoff bei 317 eV ist im NH_3 -Molekül etwa doppelt so
hoch wie die Nachbarlinien und die Halbwertsbreite ent-
sprechend der instrumentellen Auflösung (2,5 eV) gering.
Im N_2 -Molekül jedoch ist bei der entsprechenden Linie die
Höhe etwa gleich der Höhe der Nachbarlinien, während die
Halbwertsbreite deutlich größer ist als beim NH_3 . Ein ähn-
liches Verhalten wird für die entsprechende Linie im Kohlen-
stoff bei 229 eV in den Molekülen CH_4 , CO_2 , C_2H_2 beobachtet,

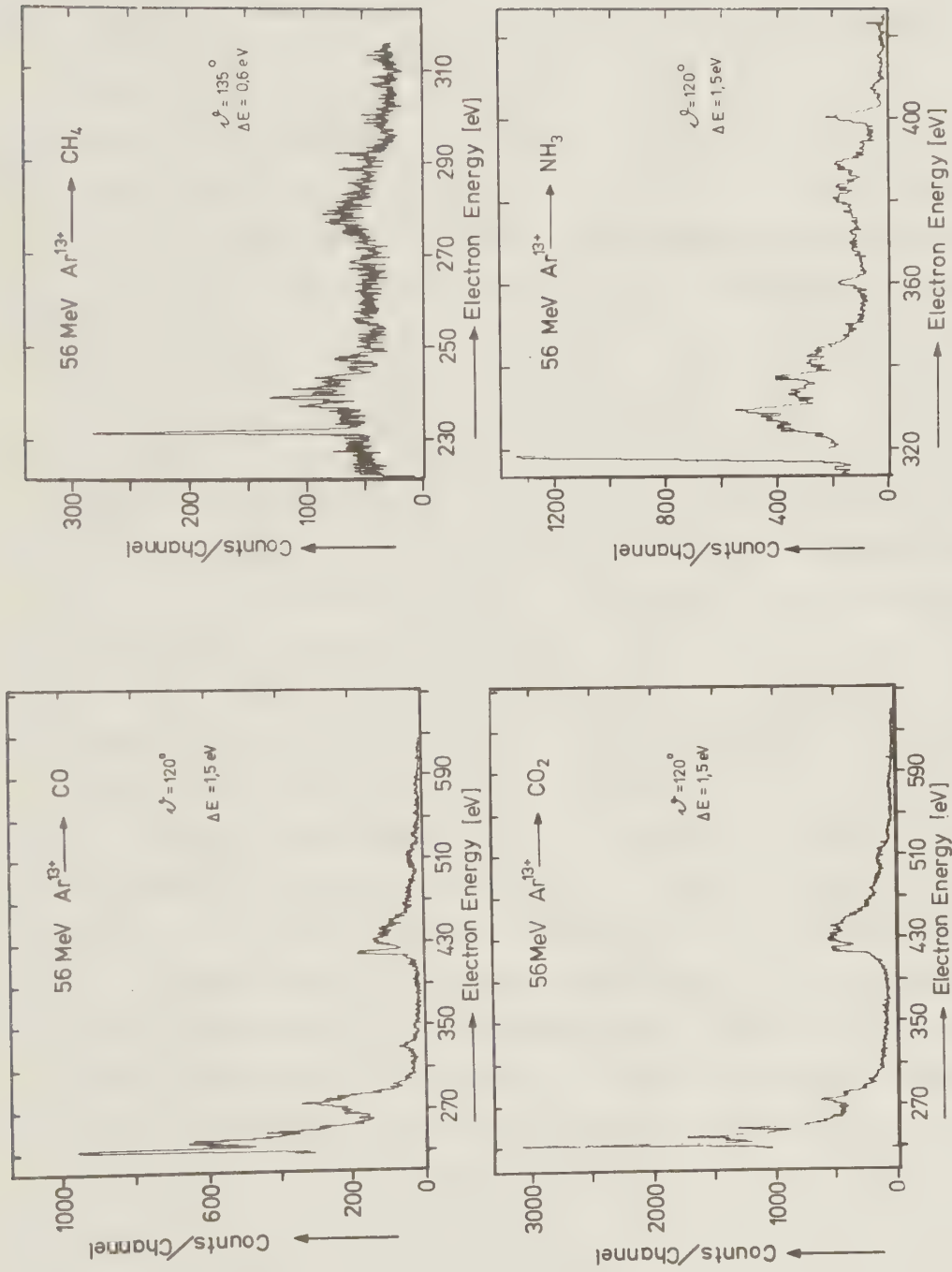


Abb. D 3 Augerspektren von Kohlestoff-, Stickstoff- und Sauerstoffatomen in verschiedenen Molekülen nach Beschuss mit Ar^{13+} -Schwerionen. Energieauflösung $\Delta E_h = 1,5 \text{ eV}$ und $\Delta E_n = 0,6 \text{ eV}$.

wobei die ^4P -Linie im CH_4 die größte relative Höhe und geringste Halbwertsbreite aufweist. Diese starke Linienverbreiterung wird in Kap. D 5 mit einem einfachen Modell erklärt.

Das NH_3 -Spektrum (Abb.D 2) zeigt bei 360 eV und 400 eV zwei deutliche Strukturen, die im N_2 -Spektrum nur schwach angeregt sind. In Tab.D2 sind als relative Linienintensitäten die Verhältnisse verschiedener Linienintensitäten zu den Intensitäten der gesamten Linien von NH_3 bzw. N_2 angegeben. Danach sind die relativen Linienintensitäten der $(1s2s2p)^4\text{P} \rightarrow 1s^2$ -Linie (in Abb.D2, Index 1) und der hochenergetischen Augergruppen (Index 4) beim NH_3 um 40 % höher als im N_2 -Spektrum. Qualitativ kann dies mit einer stärkeren Beimischung von Übergängen aus Vier- und Mehr-Elektronenkonfigurationen beim N_2 erklärt werden. Hier wird angenommen, daß beim N_2 -Molekül die Wahrscheinlichkeit des Elektroneneinfangs des hochionisierten N-Atoms vom Nachbaratom nach dem Schwerionenstoß zur Bevölkerung von Mehr-Elektronenzuständen größer ist, als bei NH_3 , aufgrund einer größeren Anzahl Elektronen im N_2 -Molekül.

Die relative Intensität aller Linien des Stickstoff-Spektrums - es wurde hier auf gleichen Restgasdruck in der Streukammer und auf gleiche Anzahl anregender Projektile normiert - ist bei N_2 etwa doppelt so groß wie bei NH_3 (Tab.D2), in Übereinstimmung mit der Erwartung, daß bei N_2 -Gas bei gleichem Druck im Streuzentrum die Zahl der anregbaren Stickstoff-Atome doppelt so groß ist wie bei NH_3 .

Die relativen Intensitäten der Strukturen Index 2 und 3 bei NH_3 sind nach Subtraktion des Untergrunds 2,2 bzw. 4,6 mal so groß wie bei N_2 (Tab.D2). Ob dieser Unterschied durch eine von der elektronischen Struktur des jeweiligen Moleküls abhängigen Besetzungswahrscheinlichkeit jener Zustände bedingt wird, oder durch starke Linienverbreiterungen bei N_2 z. B. durch kinematische Einflüsse (Kap.D 5) oder durch das Störpotential des mehrfach ionisierten Nachbaratoms (siehe nächstes Kapitel), ist noch zu klären.

Tab. D 2 Relative Linienintensitäten der Augerübergänge in Abb. D 2

		Relative Linienintensitäten %, normiert auf Intensität des Gesamtspektrums der Linien				Relative Intensität des Gesamtspektrums, normiert auf Strahl- strom und Restgas- druck in der Streu- kammer
Molekül	Atom	1	2	3	4	
NH ₃	N	9,2 ± 0,5	1,0 ± 0,1	1,2 ± 0,1	2,2 ± 0,2	1,54 ± 0,03
N ₂	N	6,3 ± 1	0,45 ± 0,1	0,26 ± 0,1	1,6 ± 0,15	3,39 ± 0,2
CH ₄	C	17,2 ± 2				3,4 ± 0,2
CO ₂	C	18,1 ± 2				5,15 ± 0,2
C ₂ H ₂	C	14,5 ± 2				1,0 ± 0,2
						7,2 ± 0,8

D 3 Einflüsse ionisierter Nachbaratome auf prompte Augerübergänge in Molekülen

In den Kohlenstoffspektren (Abb.D 2) ändern sich die relativen Linienintensitäten zwischen CH_4 und C_2H_2 ähnlich wie beim Stickstoff (Tab.D2). Von allen Molekülen zeigt das CO_2 -Augerspektrum am stärksten eine "Linienverschmierung" (= starke Linienverbreiterung) bei $250 \text{ eV} \leq E_e \leq 370 \text{ eV}$ und einen hohen kontinuierlichen Elektronenanteil, von der ^4P -Linie bei 229 eV ab zu niedriger Elektronenenergie abfallend. Die Strukturen bei 330 eV und 350 eV sind im CO_2 -Augerspektrum kaum sichtbar.

Der allgemeine kontinuierliche Elektronenuntergrund (siehe Kap.A 2), dem die Augerlinien überlagert sind, reicht zur Erklärung der starken "Linienverschmierung" bei 270 eV nicht aus. Insbesondere erwartet man vom Elektronenuntergrund einen zu höheren Energien hin abfallenden Verlauf, im Gegensatz zum beobachteten Kontinuum bei $E_e \leq 229 \text{ eV}$. Dieses Verhalten kann mit einem Effekt qualitativ erklärt werden, der erstmals von Barker und Berry 1966 /Bar 66/ bei der Untersuchung von Autoionisationszuständen des Heliums nach Beschuß von He mit niederenergetischen He^+ - und Ne^+ -Ionen beobachtet und interpretiert wurde. Danach ist die Energie der Augerelektronen von prompten Augerzerfällen, die noch in der Nähe des langsamen Projektilions stattfinden, von dem Coulombpotential des Projektils beeinflusst. Die gemessene Energie ist zu niedrigeren Werten verschoben und die Linie in Abhängigkeit von der Projektilgeschwindigkeit und der Zerfallszeit des angeregten Zustandes stark verbreitert. Nach /Da 76/ läßt sich die Energiewerschiebung des Linienmaximums zu $E_e - 1/2 w$ und die Halbwertsbreite der Linie zu $\Delta E_h = 1,07 w$ berechnen. Dabei ist w gegeben durch

$$w [\text{eV}] = q_p \cdot (3,3 \cdot 10^{-15} / T) \cdot (m_p / E_p)^{1/2} \quad (\text{M1})$$

q_p = Projektilladung, E_p = Projektilenergie (KeV),

m_p = Projektilmasse (amu), T = Lebensdauer des angeregten Zustands (s)

Bei den hier vorliegenden "Molekülspektren" ist ein starker Einfluß der hochionisierten Nachbaratome des nach dem Schwerionenstoß zerfallenden Moleküls (siehe Kap. D 2) auf die prompten Augerzerfälle des betrachteten Atoms im Sinne von Barker und Berry zu erwarten. Zur Abschätzung dieses Einflusses sind in Tab. D3 einige nach Gl. (D 1) berechnete ΔE_h -Werte angegeben. Die dabei verwendeten Ladungen Z_2^* der Nachbaratome und die Zerfallsenergien der Moleküle werden in Kap. (D 7) begründet. Die Lebensdauern der betrachteten Zustände sind für prompte Zerfälle zu 5×10^{-15} sec. gewählt, in Übereinstimmung mit typischen Lebensdauern für schnelle Augerübergänge /Bar 66/. Somit zeigen die Linienverbreiterungen ΔE_h in Tab. D3 bei CO_2 einen beträchtlichen Wert von 30 eV, das den experimentellen Befund der starken "Linienverschmierung" im CO_2 -Spektrum erklären kann. Da ΔE_h nach Gl. (D 1) empfindlich von T und Z_2^* abhängt, können Übergänge mit $T < 10^{-15}$ s so stark verbreitert sein, daß sie über einen Energiebereich > 100 eV das gesamte Augerspektrum als Untergrund unterwandern.

Die Linienverschmierungen bei N_2 und C_2H_2 im Gegensatz zu NH_3 und CH_4 kann neben einer kinematischen Linienverbreiterung (Kap. D 5) in qualitativer Übereinstimmung mit den ΔE_h Werten aus Tab. D3 durch den Berry-Effekt verstanden werden.

Ebenso lassen sich eine starke Linienverbreiterung des prompten $(1s2s^2)^1S_{1/2} \rightarrow (1s^2) + e^-$ Übergangs von C in CH_4 bei 222 eV in Abb. D 4 (mittleres Bild) und das scheinbare Fehlen desselben Übergangs (Abb. D 5) beim CO_2 -Molekül in Folge einer stärkeren Verbreiterung durch den Berry-Effekt erklären.

Es sei hier darauf hingewiesen, daß beim Beschuß von Molekülen mit hochgeladenen Schwerionen eine besondere Situation vorliegt:

Tab. D 3 Linienverbreiterung ΔE_h nach Gl.(D 1) bei Atomen in verschiedenen Molekülen

Molekül	Atom	Ladung des Nachbar- atoms	T [s]	Zerfallsenergie des Moleküls [Kev]	ΔE_h (ev)
N ₂	N	3 ⁺	5 x 10 ⁻¹⁵	0,158	18,6
C ₂ H ₂	C	2 ⁺	"	0,072	17,0
CO ₂	C	4 ⁺	"	0,211	30,4
CH ₄	C	1 ⁺	"	0,036	3,5
NH ₃	N	1 ⁺	"	0,048	3,0

Nach einer kurzen Stoßzeit von 10^{-17} s werden hoch-ionisierte und angeregte Systeme erzeugt, die von einem "kleinen" internuklearen Abstand ($1 - 3 \text{ \AA}$) ausgehend mit relativ geringer kinetischer Energie (maximal einige hundert eV) auseinander streben, wie es bei herkömmlichen Projektil-Targetatom-Stoßsystemen nicht bekannt ist. Inwieweit hier bei einigen ausgewählten Molekülsystemen aus gemessenen Linienbreiten und Formen (siehe /Bar 66/) nicht nur eine Abschätzung von Lebensdauern (bei exponentiellem Zerfallsgesetz der angeregten Zustände), sondern eine genauere Bestimmung von T im Bereich $10^{-14} \text{ s} \leq T \leq 10^{-15} \text{ s}$ möglich ist, bleibt noch zu untersuchen.

D 4 Augerspektren verschiedener Moleküle in Abhängigkeit vom Projektil

In Abb.D 4, Abb.D 5 und Abb.D 6 sind die Augerspektren von CH_4 , CO_2 und N_2 nach Beschuß mit Ar^{12+} , Kr^{25+} und Xe^{31+} -Projektilen ($E_p = 1,4 \text{ MeV/amu}$) dargestellt. In allen hier untersuchten molekularen Targetsystemen zeigt sich bei zunehmender Projektilordnungszahl Z_p und Ladung q_p in den Spektren eine drastische Änderung der relativen Linienintensitätsverhältnisse, wie es bereits am einatomaren Targetgas Neon (Kap.C 1) beobachtet wurde. Ebenso tritt in allen Spektren zwischen Kr^{25+} - und Xe^{31+} -Einschuß eine "Sättigung" in den angeregten Linienintensitätsverhältnissen auf. Dieses Verhalten kann wie in Kap. C 1 interpretiert werden.

Im Unterschied zu den Neon-Daten in Abb. C 4 sind die Intensitäten der ^4P -Linien der stark angeregten Drei-Elektronensysteme der Kohlenstoff- und Stickstoffatome verglichen mit den höherenergetischen Nachbarlinien deutlich höher (siehe Tab.D6), Abb.D 4, D 5 und D6. Dies kann nicht allein auf eine starke Linienverbreiterung prompter benachbarter Übergänge durch den Berry-Effekt- und damit auf eine scheinbare Abnahme der Intensitäten solcher Übergänge im Spektrum- zurückgeführt werden, da gerade mehrere

Tab. D 6 Intensitätsverhältnisse $R = I(\text{Linie 1}) / (I(\text{Linie 2}) + I(\text{Linie 3}))$ aus Abb. C 4, D 4, D 5, D 6 bei verschiedenen Projektilen

Atom (Molekül)	Ne	C(CH ₄)	C(CO ₂)	N(N ₂)
Projektil	R	R	R	R
Ar ¹²⁺	0,8 ^{+0,2} _{-0,2}	1,3 ^{+0,2} _{-0,2}	1,5 ^{+0,4} _{-0,4}	0,8 ^{+0,2} _{-0,2}
Kr ²⁵⁺	1,1 ^{+0,1} _{-0,1}	4,0 ^{+0,5} _{-0,5}	3,5 ^{+0,5} _{-0,5}	1,4 ^{+0,3} _{-0,3}
Xe ³¹⁺	1,1 ^{+0,1} _{-0,1}	3,8 ^{+0,5} _{-0,5}	4,2 ^{+0,3} _{-0,3}	1,3 ^{+0,3} _{-0,3}

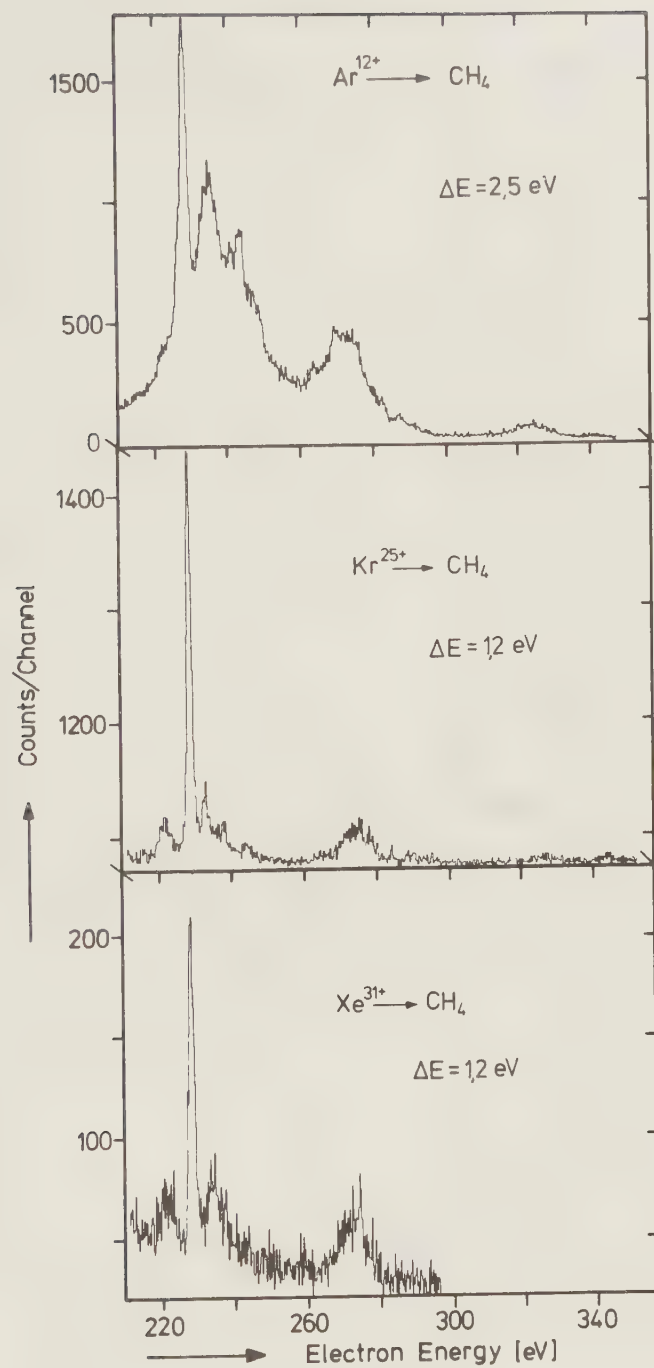


Abb. D 4 Die Kohlenstoff-Augerübergänge nach Beschuß von Methan mit verschiedenen Schwerionen.

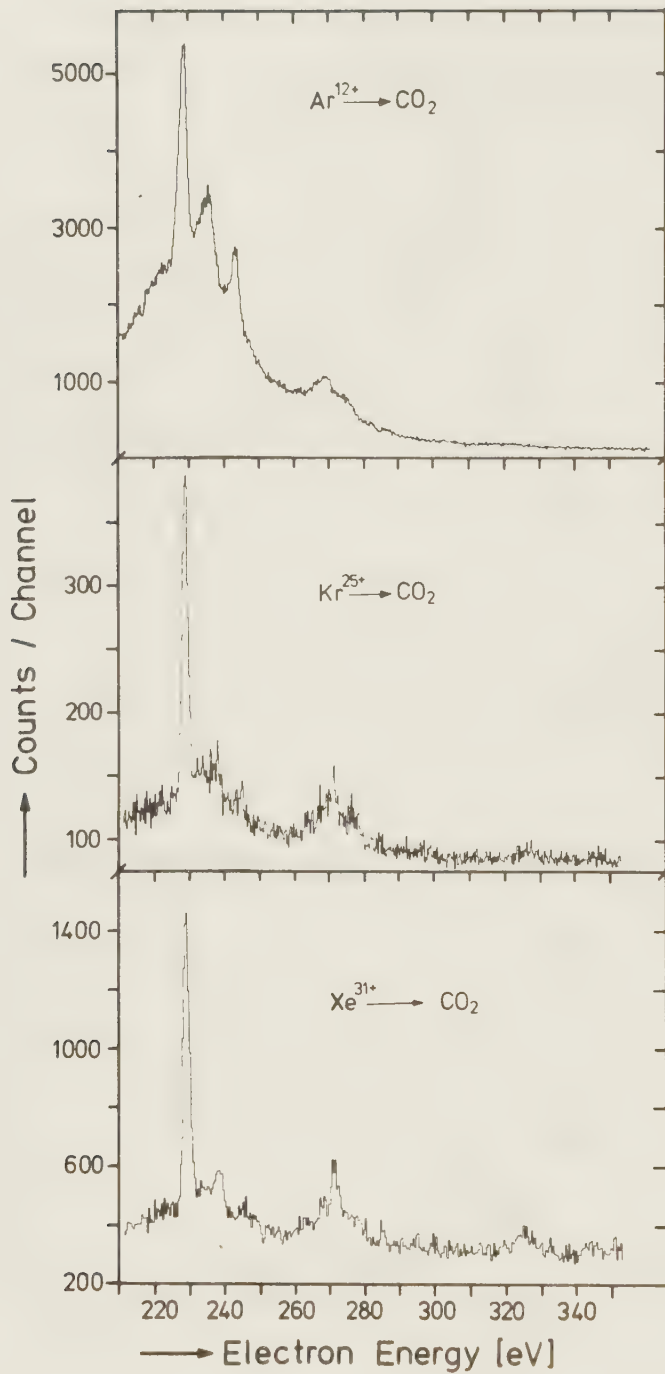


Abb. D 5 Augerübergänge des Kohlenstoffs im CO₂-Molekül nach Anregung durch verschiedene Schwerionen.

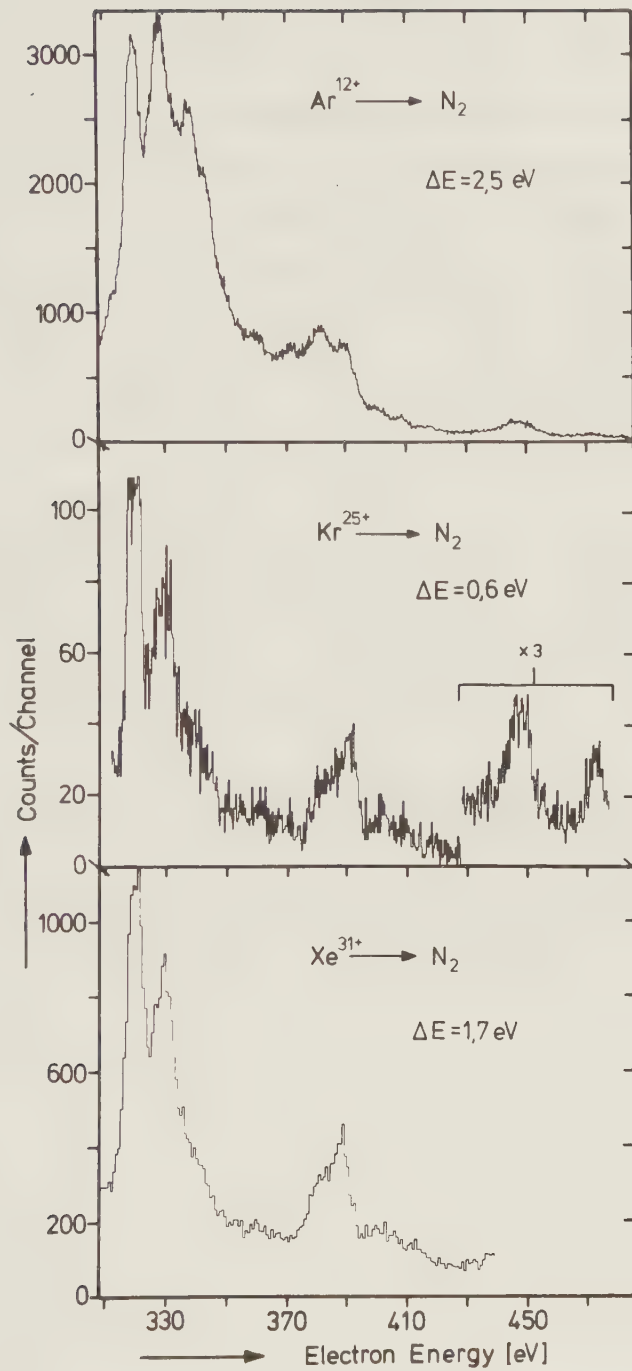


Abb. D 6 Augerspektren von Stickstoff im N_2 -Molekül nach Anregung durch verschiedene Schwerionen.

dieser höherenergetischen Nachbarlinien aus dem Zerfall metastabiler Konfigurationen entstehen, wie es aus Messungen mit der Beamfoil-Technik /Ma 74/, /No 75/, /Schn 75/ bekannt ist. Offensichtlich werden beim Beschuß von verschiedenen Targetatomen ($Z_t = (6, 7, 10)$) mit gleichen Projektilen entsprechende Konfigurationen der Dreielektronenzustände unterschiedlich bevölkert. Eine solche von Z_t abhängige unterschiedliche Besetzung bestimmter Zustände könnte im primären Schwerionenstoß oder sekundär durch Kaskaden-Zerfälle höherenergetischer Zustände (z. B. in den $(1s2s2p)^4P$ -Zustand) /And 76 a/, /And 76 b/ bzw. durch Elektroneneinfangprozesse des hochionisierten Targetatoms erfolgen.

Ob für die Besetzungswahrscheinlichkeit bestimmter Elektronenkonfigurationen eines im Molekül gebundenen Atoms nach dem Schwerionenstoß die spezielle elektronische Struktur des Moleküls noch eine Rolle spielt, kann hier nur vermutet werden. Ein möglicher Hinweis darauf ist die relativ hohe Intensität des prompten $(1s2s^2)^2S_{1/2} \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ -Übergangs des Kohlenstoffatoms im CH_4 -Molekül bei 222 eV nach Kr^{25+} - und Xe^{31+} -Beschuß (Abb. D 4) verglichen mit der Intensität des entsprechenden Übergangs im Neonatom bei 652 eV und gleicher Anregung, Abb. C 4.

D 5 Ein Vergleich von gemessenen Linienbreiten mit einem einfachen Modell am Beispiel des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ -Übergangs von C-, N- und O-Atomen in verschiedenen Molekülen

Eine neue Quelle kinematischer Verbreiterung von Augerlinien wurde hier erstmals beim Beschuß von Molekülen mit hochenergetischen und hochgeladenen Schwerionen gefunden /Ma 76/, /Ma 77/. Wie bereits in Kap. D 1 erwähnt, wird beim Zerfall des nach Schwerionenbeschuß intensiv angeregten metastabilen $(1s2s2p)^4P$ -Zustandes eines Atoms in verschiedenen Molekülen eine drastische Änderung der Linienbreite und Höhe beobachtet. Diese zum Teil erhebliche Linienverbreiterung wird mit der kinematischen Verbreiterung nach Gl. (2.11), Kap. 2.1.2 aufgrund der Geschwindigkeit des angeregten Atoms nach dem prompten Zerfall des Moleküls durch die starke Coulombabstoßung der mehrfach ionisierten Atome erklärt.

Zur Überprüfung des in Kap. 2.1.2 beschriebenen einfachen Modells der kinematischen Linienverbreiterung durch die "Coulombexplosion" von Molekülen nach Schwerionenbeschuß wurde mit hoher instrumenteller Energieauflösung der $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2) + e^-$ -Übergang (metastabil) /Che 74/ von C-, N- und O-Atomen bei verschiedenen Molekülen nach Anregung mit Ar^{13+} -Projektilen gemessen.

Abb.D 7 zeigt diesen Übergang bei C in CH_4 , CO_2 , CO (obere Bildreihe), bei O in CO, O_2 , CO_2 (mittlere Bildreihe) und bei N in NH_3 und N_2 (untere Bildreihe). Bei allen Targetatomen steigen die Halbwertsbreiten der Linien mit wachsender Masse und Ordnungszahl der Rückstoßpartner drastisch und systematisch an.

Die Halbwertsbreite bei CH_4 entspricht gerade der instrumentellen Auflösung von 0,6 eV und ist damit deutlich kleiner als bei dem E_c -Wert (Tab.22) bei Abstoßung eines Protons) nach Gl.(2.16) zu erwarten ist. Dies läßt sich aus der geometrischen Struktur des CH_4 -Moleküls gut erklä-

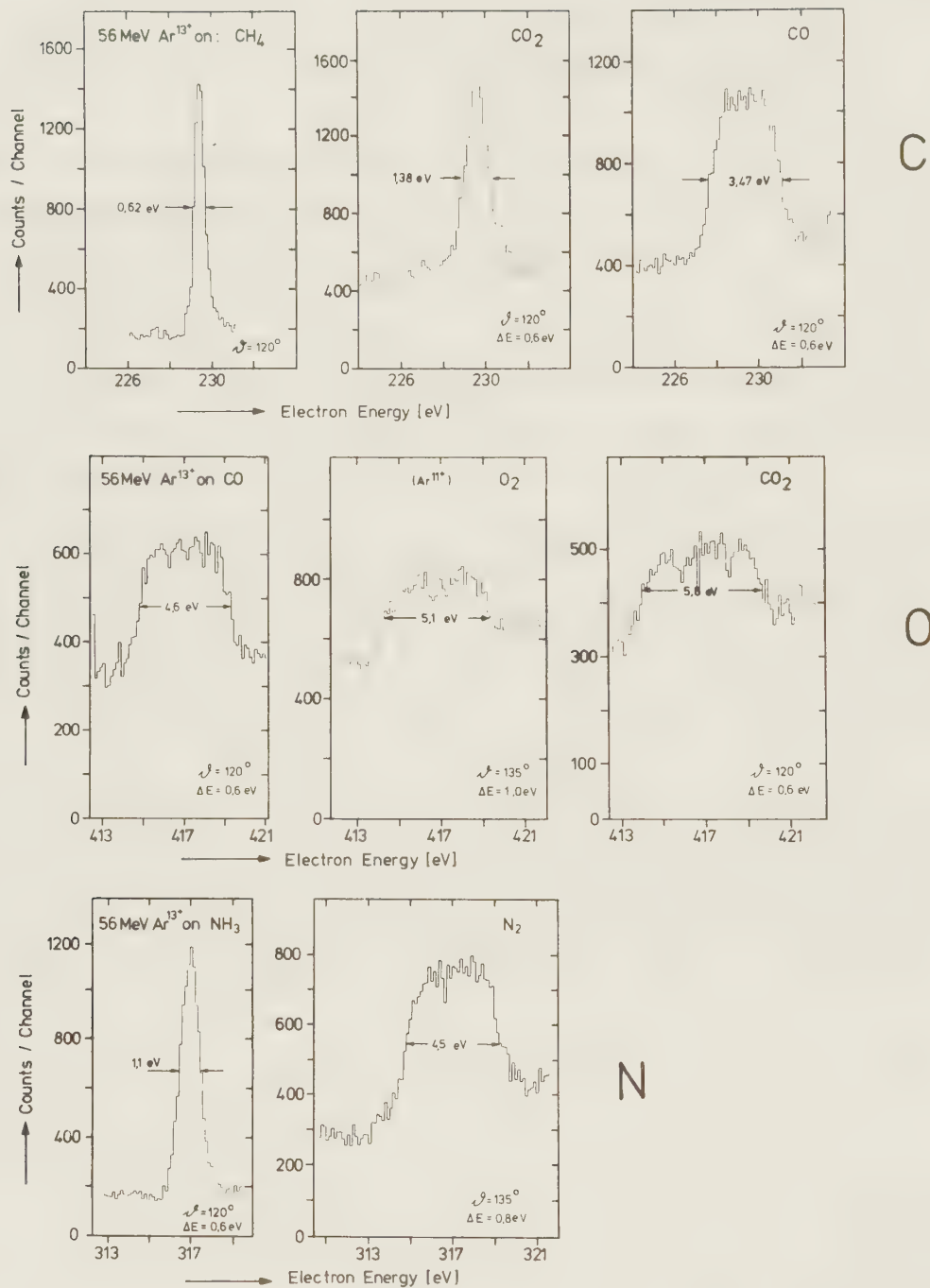


Abb. D 7 Der $(1s2s2p)^4p \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergang des Kohlenstoffs (obere Bildreihe), des Sauerstoffs (mittlere Bildreihe) und des Stickstoffs (untere Bildreihe) aus verschiedenen Molekülen nach Anregung durch Ar¹³⁺-Ionen.

ren. Die Protonen bilden einen Tetraeder, in dessen Schwerpunkt sich das C-Atom befindet /Gra 65/. Bei symmetrischem Zerfall des CH_4 -Moleküls kompensieren sich deshalb die Rückstöße gegenseitig. Weiterhin zeigt die gemessene Halbwertsbreite unter Verwendung von Gl.(2.11), daß der mittlere Projektil-Targetatom-Rückstoß bei dem hier vorliegenden Stoßsystem mit $E_r = 2 \text{ eV}$ noch kleiner ist, als der nach Gl. (2.9) berechnete Wert $E_r = 3,9 \text{ eV}$ (Tab.2.1), siehe auch Kap.E Abb.E3.

Die Augerlinie des Kohlenstoffs im CO-Molekül ist stark verbreitert (3,5 eV Halbwertsbreite), entsprechend dem Modell (Kap. 2.1.2). Beim CO_2 -Molekül wird wegen der linearen Molekülstruktur (O-C-O) /Chr 73/ der Rückstoß des einen O-Atoms auf das C-Atom vom gegenüberliegenden O-Atom weitgehend aufgefangen, so daß die beobachtete C-Linie nur mäßig (1,4 eV) verbreitert ist. Die gleiche Linie vom O-Atom hingegen erfährt bei CO, O_2 und CO_2 eine zunehmende Linienverbreiterung, entsprechend den ansteigenden Massen der Rückstoßpartner (bei CO_2 wird CO als Rückstoßpartner des O-Atoms betrachtet). Ebenso ist die Augerlinie des Stickstoffs bei N_2 stark verbreitert, im Gegensatz zu NH_3 . Bei dem NH_3 -Molekül liegt das N-Atom etwas außerhalb einer Ebene, die von den drei H-Atomen des Moleküls aufgespannt wird /Gra 65/, wodurch das N-Atom nur einen kleinen Rückstoß von den Protonen erhält. Ein quantitativer Vergleich der experimentellen Halbwertsbreiten mit berechneten Werten nach diesem Modell wird in Kap. D 7 gegeben.

Die trapezförmigen Liniengestalten der Augerlinien von C in CO, von O in CO und von N in N_2 sind qualitativ in recht guter Übereinstimmung mit der erwarteten Linienform nach Abb. 2.4 b. Dies bestätigt die Gültigkeit des einfachen Modells in Kap. 2.1.2. Es sei hier jedoch bemerkt, daß der Anstieg und Abfall in den Flanken der Linien (bei CO und N_2) nicht allein auf die geringe natürliche Linienbreite des betrachteten Übergangs und der Auflösungs-

funktion des Spektrometers nach Abb. 2.4 b zurückgeführt werden kann, sondern auch durch die Ladungsverteilung $J(Z_2^*)$ des Nachbaratoms nach Gl. (2.15) und Gl. (2.16) beeinflusst sein sollte.

Je nach Orientierung der Molekülachse zur Strahlachse ist bei gleichem Stoßparameter zur Anregung des $(1s2s2p)^4P$ -Zustandes des betrachteten Targetatoms eine verschiedene Ionisation des Nachbaratoms zu erwarten, wegen der vom Stoßparameter abhängigen Ionisationswahrscheinlichkeit des Nachbaratoms. Abb. D 8 zeigt dazu einige grundsätzliche Orientierungsmöglichkeiten des diatomaren Moleküls CO zur Einschussrichtung des Ar^{13+} -Projektils bei Anregung der C-Linie ($b = r_k(C)$). Zum Beispiel ist im Falle D in Abb. D8 eine höhere Ionisation des Nachbaratoms (hier O) zu erwarten als bei A und B. Es sei hier nur kurz erwähnt, daß möglicherweise die Ionisationswahrscheinlichkeit des Moleküls bei einer gegebenen Orientierung des Moleküls zur Strahlachse auch von den molekularen Orbitalen der Bindungselektronen bzw. von ihren Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im internuklearen Raum (siehe /Chr 68/) molekülspezifisch abhängen.

Wenn der Ionisationsgrad des Nachbaratoms sehr stark von der Orientierung der Molekülachse im Targetraum abhängt, ist im Gegensatz zur Annahme in Kap. 2.1.2 (bei Gl. (2.17)) eine anisotrope Geschwindigkeitsverteilung der Fragmente des Moleküls und damit eine von θ abhängige Liniennform und Halbwertsbreite zu erwarten. Dies wird im folgenden Kapitel diskutiert.

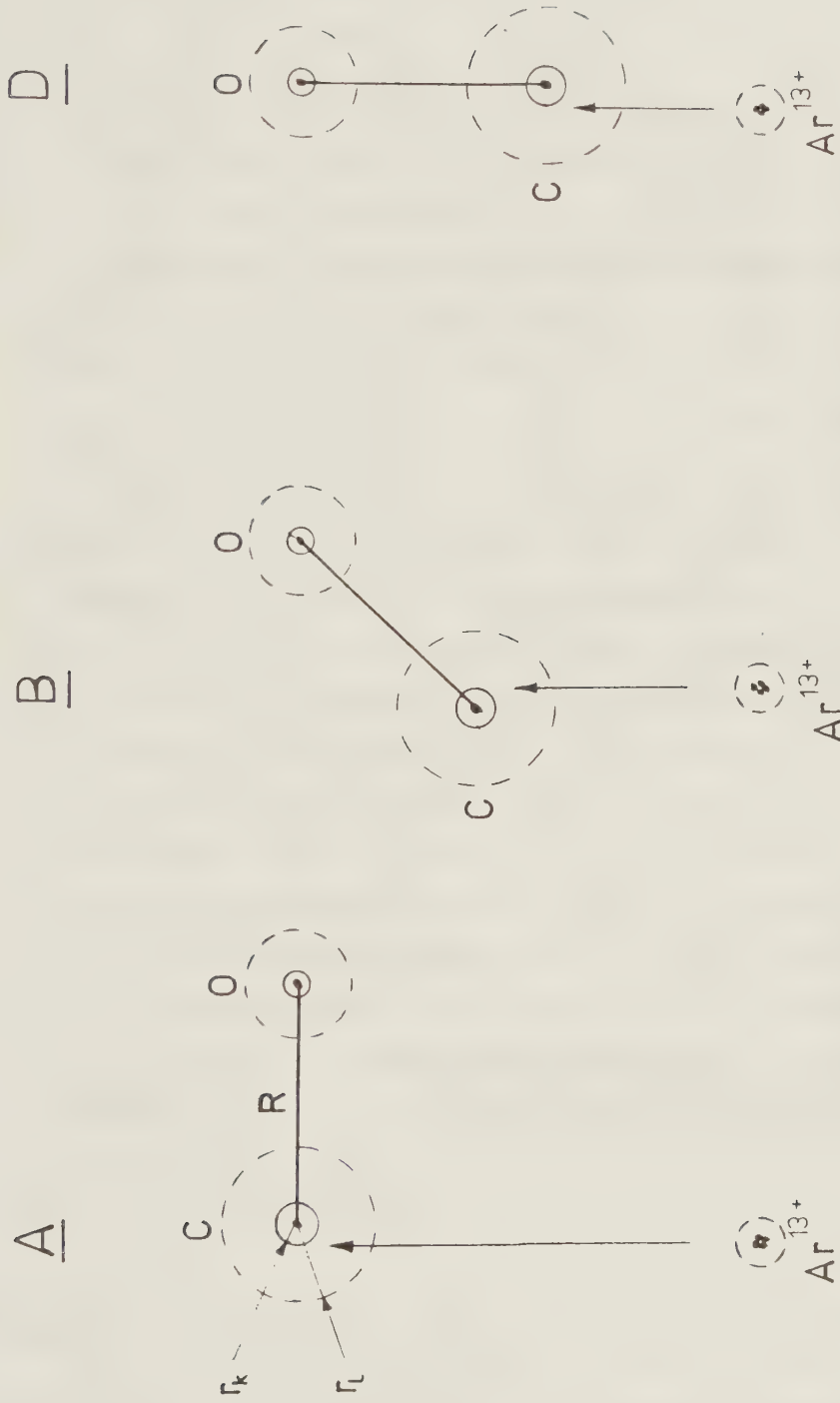


Abb. D8 Drei grundsätzliche Orientierungsmöglichkeiten des CO-Moleküls zum eingeschossenen Ar^{13+} -Projektil.
 r_K = K-Schalenradius, r_L = L-Schalenradius nach dem Bohr'schen Atommodell,
 R = Bindungslänge des CO-Moleküls

D 6 Die Linienbreite des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$
 Übergangs von C in CO in Abhängigkeit vom Beobach-
 tungswinkel

Im Modell in Kap. 2.1.2 war angenommen, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Molekül-Fragmente nach der "Coulombexplosion" des Moleküls isotrop ist. Um die Gültigkeit dieser Annahme zu überprüfen, wurde unter drei verschiedenen Beobachtungswinkeln mit guter instrumenteller Energieauflösung ($\Delta E_n = 0,6 \text{ eV}$) die C-Linie des Übergangs $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ vermessen. Abb. D 9 zeigt diese Linie nach Subtraktion des Elektronenuntergrundes unter den Beobachtungswinkeln (60° , 90° , 120°). Danach weisen die Halbwertsbreiten und Linienformen keine drastischen Änderungen mit θ auf. Trotzdem beobachtet man eine geringe Zunahme ($\approx 6 \%$) in den Halbwertsbreiten bei den ($\theta = 120^\circ$ und 60°)-Linien gegenüber der Linie bei $\theta = 90^\circ$, die außerhalb der Fehlergrenzen liegt (siehe Abb. D 9), die aus den statistischen Fehlern der Linienintensitäten abgeschätzt sind. Die Linie bei $\theta = 60^\circ$ ist einem hohen Elektronenuntergrund überlagert (siehe Kap. A 2), so daß die beobachtete Änderung in der Linienform gegenüber den anderen Linien wegen des größeren statistischen Fehlers bei dieser Linie nicht sicher ist.

Die geringere Halbwertsbreite bei 90° ist in qualitativer Übereinstimmung mit der Folgerung aus Abb. D 8, wonach bei parallel zur Projektilachse orientierte CO-Achsen eine höhere Rückstoßgeschwindigkeit der C- und O-Atome (aufgrund einer höheren Ionisation des CO Moleküls) in Richtung $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ qualitativ zu erwarten ist und damit eine stärkere Linienverbreiterung unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln (hier 60° u. 120°).

Unter Berücksichtigung des Fehlers bei der Bestimmung der Halbwertsbreiten der beobachteten Linien zeigen diese Messungen, daß im untersuchten Winkelbereich $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ eine geringe Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung der Kohlenstoffatome nach dem Zerfall des CO-Moleküls vorhanden ist.

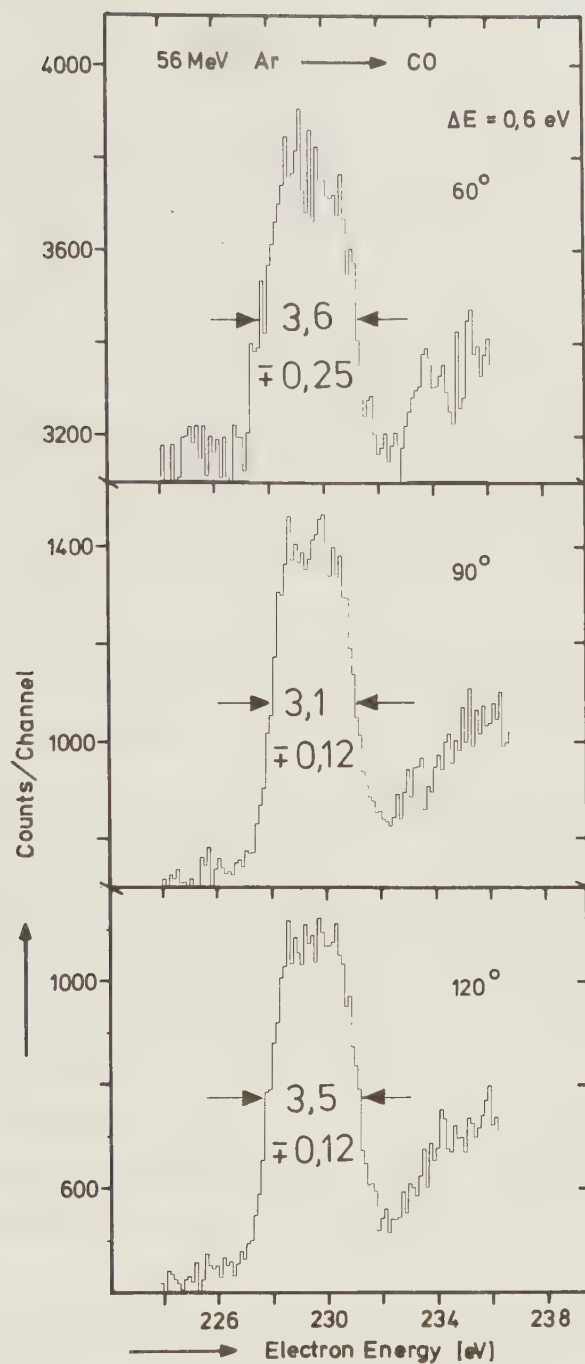


Abb. D 9 Der $(1s2s2p)^4P \rightarrow 1s^2(^1S_0)$ -Übergang des Kohlenstoffs im CO-Molekül nach Anregung durch Ar^{13+} -Ionen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln. Der kontinuierliche Elektronenuntergrund ist subtrahiert.

D 7 Bestimmung mittlerer Ladungszustände von Nachbaratomen bei diatomaren Molekülen nach Beschuß mit Schwerionen

Eine neue Methode zur Bestimmung von mittleren Ladungszuständen $\bar{q}$ bei den Bindungspartnern von Atomen in diatomaren Molekülen nach Schwerionenbeschuß ergibt sich aus den beobachteten Linienbreiten von Übergängen metastabiler Zustände dieser Atome. Nach der Entfaltung der gemessenen Linie um die Auflösungsfunktion des Spektrometers und um die natürliche Intensitätsverteilung der Augerlinie läßt sich aus der kinematischen Linienverbreiterung nach dem in Kap.2.1.2 beschriebenen Modell unter Verwendung von Gl.(2.16) und Gl.(2.15) der Wert Z_2^* berechnen. Dieser Wert entspricht einem $\bar{q}$ des Nachbaratoms, wenn zur Berechnung desselben von der experimentellen kinematischen Halbwertsbreite ausgegangen wird. Dabei werden folgende Annahmen gemacht:

1. Die Elektronenkonfiguration und damit der Ladungszustand des betrachteten Atoms (Z_t^*) und der Ladungszustand Z_2^* des Nachbaratoms werden durch den SI-Stoß erzeugt und ändern sich während der Zerfallszeit des Moleküls ($\tau \approx 2 \times 10^{-14}$ s - in dieser Zeit ist der Kernabstand des N_2 bei $E_c = 100$ eV auf $20 \text{ \AA}$ angewachsen) nicht.

2. Als repulsives Potential zwischen den ionisierten Atomen des Moleküls wirkt ein einfaches Coulombpotential nach Gl.(2.14).

Die Annahme 1. ist unsicher, da der $(1s2s2p)^4P$ -Zustand des betrachteten Targetatoms auch durch sekundäre Prozesse wie Elektroneneinfang oder Kaskadenzerfälle (Kap.C 1, Kap. D 4) nach der Coulombexplosion des Moleküls bevölkert werden kann und damit der beim Zerfall des Moleküls wirksame Ladungszustand des Atoms von Z_t^* verschieden ist. Ebenso ist auch eine Änderung von Z_2^* im angeregten Nachbaratom während der Zerfallszeit des Moleküls durch prompte Augerübergänge (siehe Kap. D 3) möglich. Da je-

doch eine hohe Wahrscheinlichkeit dieser Prozesse bei den hier vorliegenden Stoßsystemen bisher nicht eindeutig nachgewiesen wurde, kann Annahme 1 richtig sein.

Die Annahme 2 wird durch die hohe Ionisation des Moleküls nach dem SI-Stoß gestützt, da nach dem Stoß keine Bindungselektronen zwischen den Atomen im Molekül mehr zu erwarten sind. Daher läßt sich in erster Näherung das Potential zwischen zwei geladenen Kugeln mit den Radien nach Abb. D 8 im Abstand R verwenden. Genauere Berechnungen des effektiven Potentials zwischen den ionisierten Atomen unter Berücksichtigung der Abschirmungen der Kernladungen durch die Atomelektronen in den angeregten Zuständen liegen für die hier betrachteten Systeme bisher nicht vor.

In Abb. D 10 sind die experimentellen Halbwertsbreiten der Linien von Abb. D 7 nach quadratischer Subtraktion der instrumentellen Auflösung gegen die theoretischen Halbwertsbreiten, berechnet aus Gl.(2.15) und Gl.(2.16), für $Z_2^* = 3^+$ und $Z_2^* = 4^+$ aufgetragen, wobei in Gl.(2.16) der Wert E_c aus Gl.(2.15) eingesetzt wurde. Das jeweilige augerelektronemittierende Atom ist in Abb. D 10 unterstrichen. Auf der 45° -Geraden liegen alle übereinstimmenden Werte zwischen Experiment und Theorie. Abgesehen von den CH_4 - und CO_2 -Werten stimmen die experimentellen Daten mit den theoretischen Werten bei allen Molekülen innerhalb einer Ladung der Nachbaratome recht gut überein.

Die Linienbreiten bei CH_4 und NH_3 wurden aus den Rückstößen auf die Targetatome bei Abspaltung eines Protons und für C in CO_2 bei Abspaltung eines O-Atoms von dem Fragment CO berechnet. Die geringen experimentellen Linienbreiten bei CH_4 und C in CO_2 sind in Kap. D 5 mit der speziellen Struktur dieser Moleküle erklärt.

Als ein Ergebnis dieser Untersuchung läßt sich angeben, daß der mittlere Ladungszustand der ionisierten Nachbaratome bei Anregung der Drei-Elektronenkonfiguration $(1s2s2p)^4P$ in Atomen von CO, N_2 und O_2 Molekülen im Bereich $3^+ \leq Z_2^* \leq 4^+$ liegt.

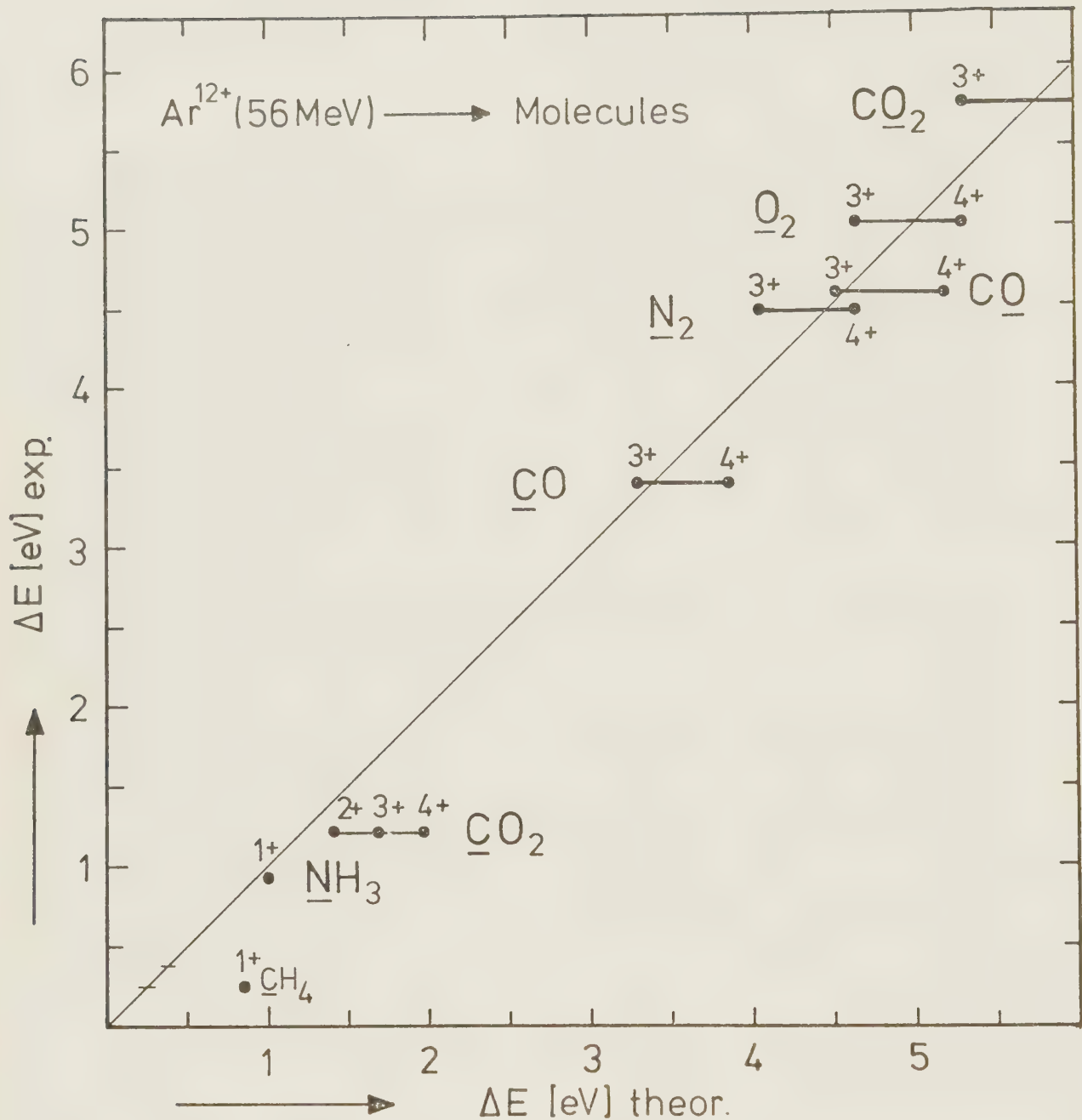


Abb. D 10 Ein Vergleich von experimentellen Linien-Halbwertsbreiten des $(1s2s2p)^4P \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergangs von C-, N- und O-Atomen in verschiedenen Molekülen mit theoretischen Werten der kinematischen Linienverbreiterung durch die Coulombexplosion der Moleküle. Das Augerelektron emittierende Atom ist unterstrichen. Die eingetragenen Ladungszahlen geben die jeweiligen Ladungen der Nachbaratome in den Molekülen an, die zur Berechnung der Linienverbreiterung angenommen wurden

E Bestimmung von Stoßparametern aus der Linienverbreiterung durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß

Die Bestimmung der K-Schalenionisationswahrscheinlichkeit als Funktion des Stoßparameters ($P(b)$) gibt wichtige Aufschlüsse über die Wechselwirkungsmechanismen zur Erzeugung von K-Löchern bei Projektil-Targetatom-Stößen /Coc 76/, /And 76 c/. Bisher wurden in Koinzidenzmessungen zwischen K-Röntgenquanten und gestreuten Projektilen die Funktion $P(b)$ für verschiedene Projektil-Target-Stoßsysteme untersucht /Lae 72/, /Sack 74/, /Lie 76/, /Coc 76/. Ähnliche Messungen an Stoßsystemen mit $Z_p \geq 18$, $Z_t \leq 10$ bei hohen Projektil-Energien ($E_p = m_p \cdot 1,4 \text{ MeV/amu}$), wie sie hier vorliegen, sind für $b \geq r_k(t)$ ($r_k(t)$ = Target K-Schalenradius) wegen des geringen Projektilstreuungswinkels ($\theta_p < 1^\circ$) experimentell sehr schwierig und bisher nicht bekannt.

Eine neue Methode zur Bestimmung von Stoßparametern b zur Anregung des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ Augerübergangs beim Beschuß leichter Targetatome mit Schwerionen soll hier mit der Messung der kinematischen Linienverbreiterung dieses Augerübergangs am Beispiel Neon aufgezeigt werden /Ma 76 b/.

Obwohl die kinematische Linienverbreiterung ΔE_k durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß bei den Targetordnungsahlen $Z_t \leq 10$ relativ gering ist (Abb.C4, Abb. D4), ist ΔE_k bei Ne deutlich größer als die mögliche instrumentelle Energieauflösung ($\Delta E_h = 0,6 \text{ eV HWB}$) und größer als die natürliche Linienbreite ($\Delta E_n \ll 1 \text{ eV}$) des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ Übergangs. Abb. E 1 zeigt diese Linie nach Beschuß von Neon mit Ar^{11+} -, Kr^{25+} - und U^{44+} -Projektilen, die unter gleichen experimentellen Bedingungen ($\Delta E_h = 1,5 \text{ eV}$) gemessen wurde. Mit zunehmender Ladung und Masse des Projektils steigt die Halbwertsbreite an.

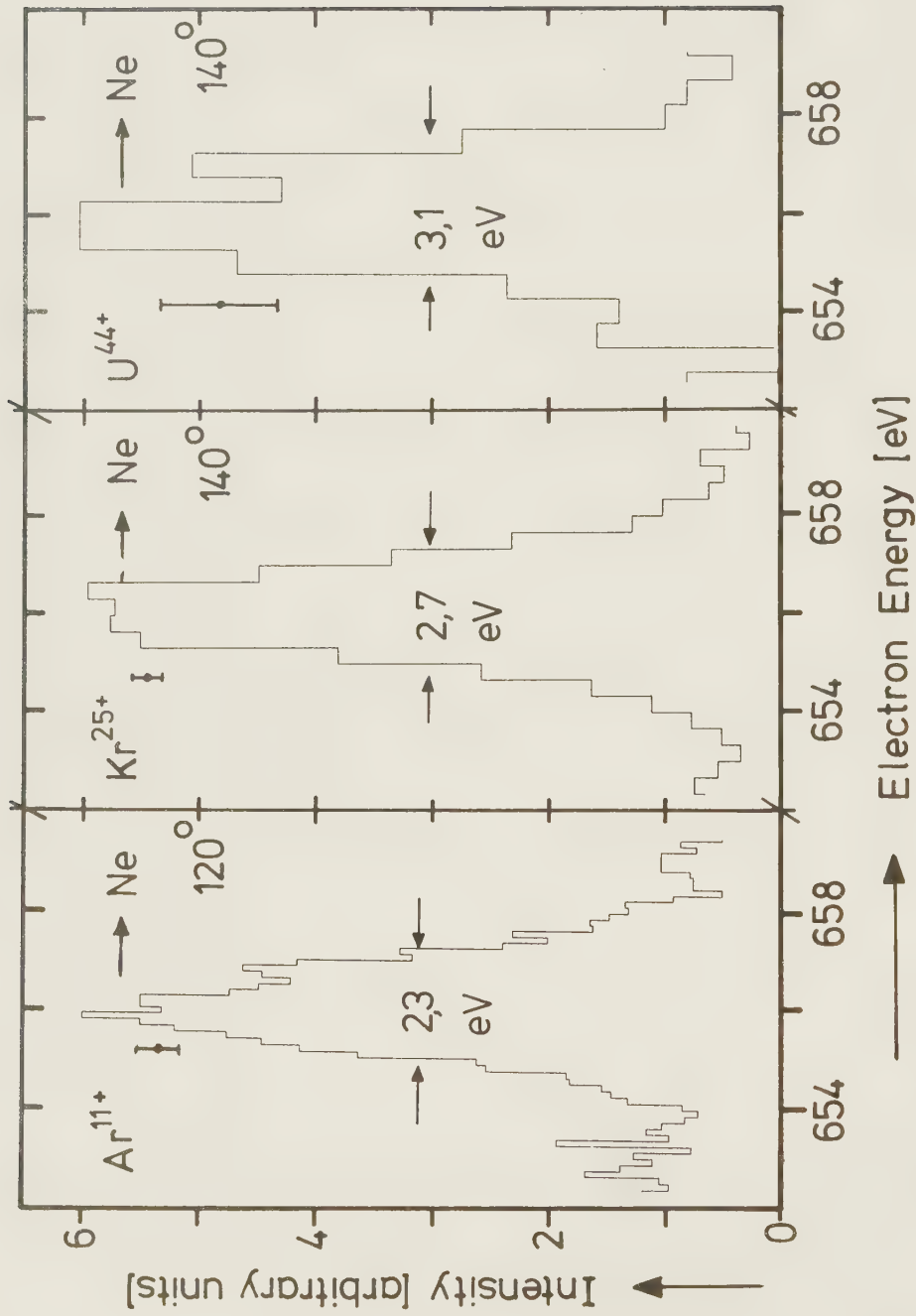


Abb. E 1 Der $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ -Übergang des Neons nach Beschuß mit verschiedenen Schwerionen bei 1,4 MeV/Nukleon Energie. Instrumentelle Energieauflösung: 1,5 eV.

Nach Kap. 2.1.1 läßt sich aus ΔE_k nach Gl.(2.11) und Gl.(2.9) der Wert b berechnen. Setzt man für ΔE_k die experimentellen Halbwertsbreiten aus Abb.E 1 korrigiert um ΔE_h (durch quadratische Subtraktion) und normiert auf $\theta=90^\circ$ (siehe Kap.2.1.1) ein, so folgen aus Gl.(2.9) Stoßparameter $\tilde{b}$. (Das Zeichen " $\sim$ " bezeichnet den b -Wert bei $\Delta E_k =$ experimentelle Halbwertsbreite korrigiert um ΔE_h und auf $\theta = 90^\circ$.) Diese sind für die Linien aus Abb.E 1 in Abb.E 2a) gegen die Projektilladung aufgetragen und in Abb.E 2b) zusammen mit r_k (Ne) und den Ionenradien der verwendeten Projektile abgebildet. Die Fehlerbalken in Abb.E2a) ergeben sich aus den Fehlern bei der Bestimmung von ΔE_k aus den gemessenen Linienbreiten und aus der Unsicherheit in Z_p^* , die auf ± 1 geschätzt wurde.

In der Berechnung von $\tilde{b}$ wurde in Gl.(2.9) $Z_t^* = Z_t - 1$ (siehe Kap. 2.1.1) eingesetzt und $Z_p^* = q_p$ angenommen. Dies wird mit einer geringen Umladewahrscheinlichkeit des Projektils im Targetraum /Bet 72/ begründet, da die Einschußladungszustände der jeweiligen Projektile nahe beim Gleichgewichtsladungszustand $\bar{q}_p$ liegen / GSI 76/.

Die $\tilde{b}$ -Werte in Abb.E2a) nehmen mit Z_p^* zu, und es gilt $\tilde{b} > r_k$ (Ne). Dies zeigt, daß die Anregung des beobachteten Augerübergangs bei den hier vorliegenden Stoßsystemen mit $Z_p/Z_t \gg 1$ bereits mit hoher Wahrscheinlichkeit bei Stoßparametern außerhalb der Target-K-Schale erfolgt, im Gegensatz zum Verlauf der stoßparameterabhängigen K-Schalenionisationswahrscheinlichkeit $P(b)$ bei Stoßsystemen mit $Z_p/Z_t < 1$ /Lae 72/, /And 76 c/ und ähnlichen Projektilgeschwindigkeiten.

Aus den hier bestimmten $\tilde{b}$ -Werten können keine sicheren Angaben über die Funktion $P(b)$ gemacht werden, da die relativen Intensitäten aller K-Augerübergänge (bei einem K-Loch) und die zugehörigen differentiellen Fluoreszenzausbeuten $\omega_k(r)$ /Bha 73 a/, /Bha 73b/, /Sto 76/, /Bu 74 b/ zu berücksichtigen sind und eine von b in gleicher Weise abhängige Besetzung der Elektronenkonfigurationen der

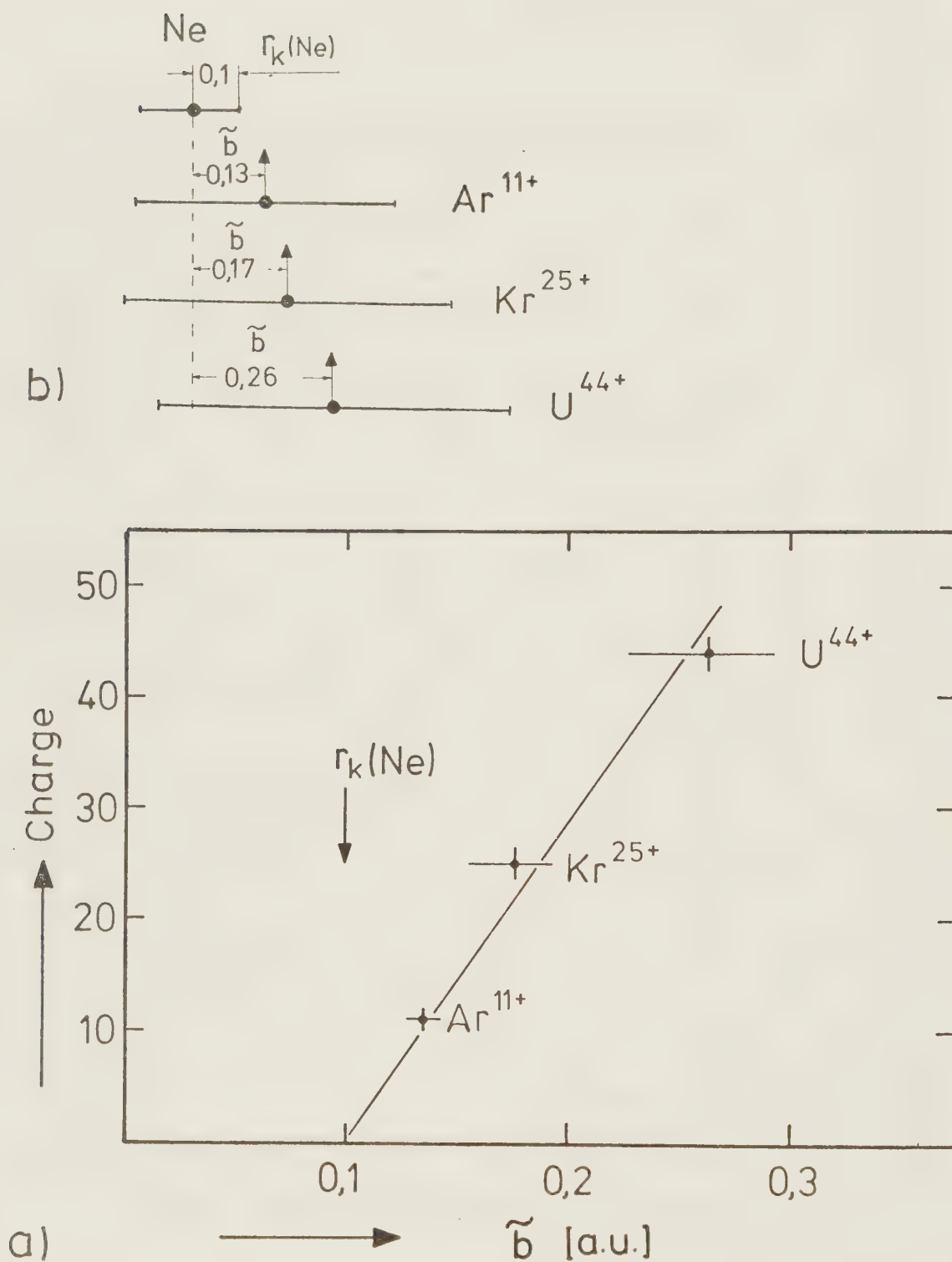


Abb. E2 a) Stoßparameter $\tilde{b}$ bei der Anregung des $^4\text{P} \rightarrow ^1\text{S}_0$ -Übergangs des Neons in Abhängigkeit der Projektilladung.
 b) Ionenradien und Stoßparameter verschiedener Projektill-Neon-Stoßsysteme bei Anregung des $(1s2s2p)^4\text{P}$ -Zustandes in Neon.

betrachteten Augerübergänge nicht vorausgesetzt werden kann.

Die drei Werte $\tilde{b}$ in Abb.E2a) und $r_k(\text{Ne})$ liegen innerhalb des experimentellen Fehlers auf einer Geraden, deren Steigung ein Potential $V(b) = Z_p^* e^2 / (\tilde{b} - r_k(\text{Ne}))$ am Ne-K-Schalenrand angibt. Dieses Potential beträgt das Dreifache des Bindungspotentials der Neon-K-Elektronen an den Neonkern und läßt sich bei den hier vorliegenden Stoßsystemen als die wirk-same Größe zur Anregung der beobachteten Augerlinie und der damit verbundenen K-Schalenionisation interpretieren.

Messungen von K-Auger-Anregungsquerschnitten σ_A von Ne nach Beschuß mit O^{q+} Projektilen ($4 \leq q \leq 8$, 30 MeV) /Woo 74/ zeigen mit wachsendem q eine starke Zunahme von σ_A . Bei $q \geq 7$ liegt σ_A oberhalb des Wertes, der nach dem SCA-Modell /Han 73/ mit einer Z_2^2 -Skalierung erwartet wird /Mow 73/. Zur Erklärung weisen verschiedene Autoren /And 76 c/, /As 72/, /Sto 77 b/, /Bas 71/ auf Elektroneneinfangprozesse aus der Target-K-Schale in die un-besetzte Projektil-K-Schale /Mac 72/ und auf einen Po-larisationsseffekt der Target-K-Elektronen durch das Coulomb-feld des hochgeladenen Projektils hin. Aufgrund dieses Polarisationsseffekts wird eine erhöhte K-Schalenionisations-wahrscheinlichkeit bei $b > r_k(\text{Ne})$ erwartet.

In Abb.E 3 sind die Target-Rückstoßenergien E_r und die daraus bei $\theta = 90^\circ$ folgende kinematische Linienver-breiterung ΔE_k als Funktion von b (in Einheiten des Ne-K-Schalenradius) bei dem Stoßsystem $\text{Ar}^{12+} \rightarrow \text{Ne}$ aufgetragen. Man erkennt, daß E_r und damit ΔE_k für $b < r_k(\text{Ne})$ drastisch ansteigt. Im Experiment treten alle b -Werte auf, die zur Anregung des beobachteten Augerübergangs nach der Stoß-parameterfunktion $A(b)$ mit einer Intensität $I_A(b) = 2\pi \cdot b A(b)$ beitragen. Die Funktion $A(b)$ bezeichnet hierbei die Wahr-scheinlichkeit zur Erzeugung des $(1s2s2p)^4P$ -Zustandes beim Schwerionenstoß in Abhängigkeit von b . Im Unterschied zur Funktion $P(b)$, die nur die Wahrscheinlichkeit der einfachen K-Locherzeugung als Funktion von b angibt, ist in $A(b)$ neben der K-Locherzeugung auch noch die Bildungswahrscheinlichkeit des Li-ähnlichen Zustandes $(1s2s2p)^4P$ in Abhängigkeit von b

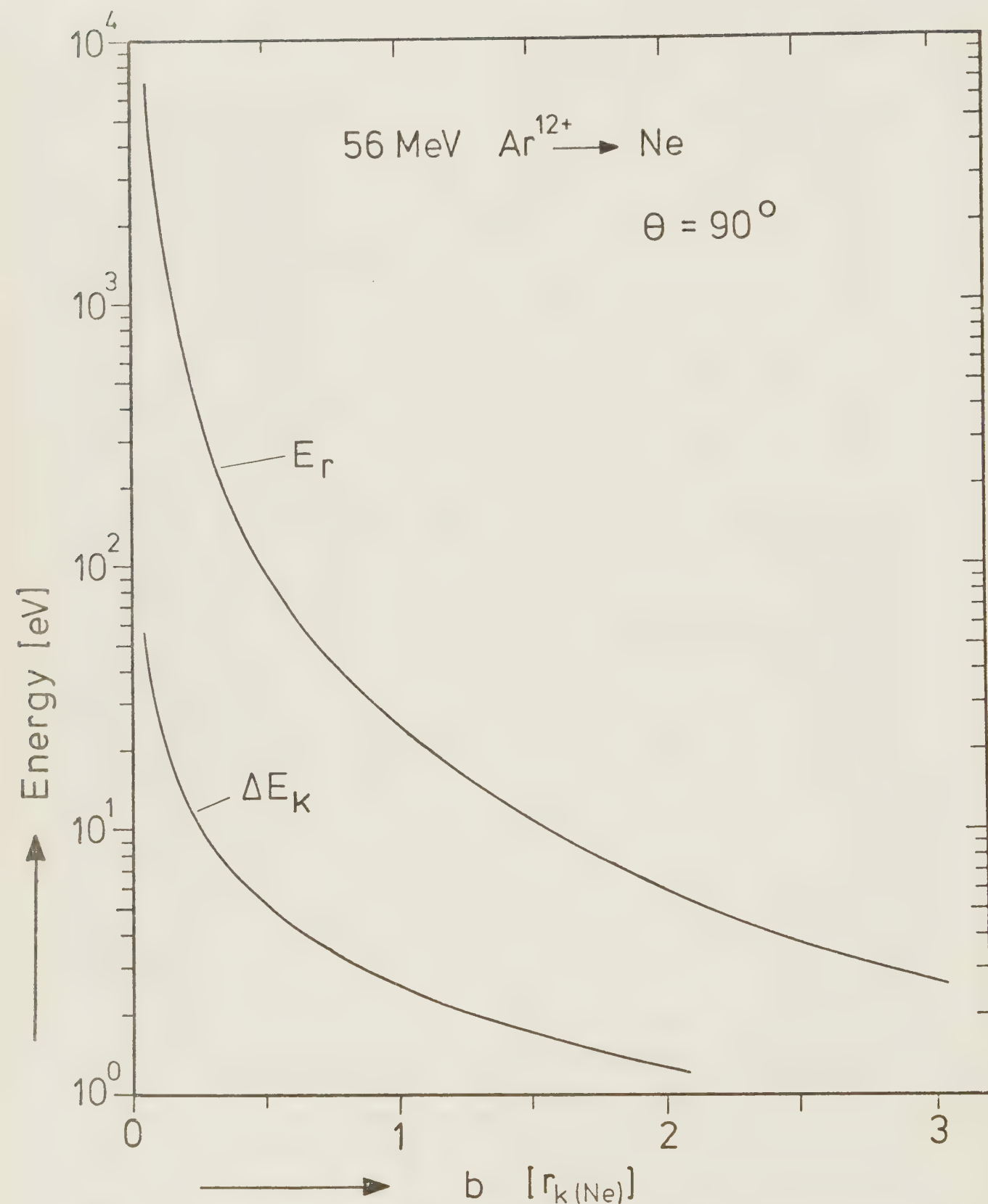


Abb. E 3 Projektil-Targetatom-Rückstoßenergie E_r des Stoßsystems $\text{Ar}^{12+} \rightarrow \text{Ne}$ in Abhängigkeit vom Stoßparameter b (obere Kurve) und kinematische Linienverbreiterung ΔE_k als Funktion von b .

enthalten. Die beobachtete Linienform ergibt sich dann aus den Überlagerungen aller Kurven $I(E_k^*(b))$ nach Abb.2.2, gewichtet mit $I_A(b)$. Inwieweit sich aus der gemessenen Linienform die Funktion $A(b)$ eindeutig bestimmen läßt, muß noch untersucht werden. Die Fußformen der Linien in Abb.E1 lassen nur einen geringen Anteil der Anregung der beobachteten Linie bei $b < \tilde{b}$ vermuten.

Abb.E 4 zeigt die entsprechende Linie des Kohlenstoffs in CH_4 bei Anregung durch verschiedene Projektil. Die Linien bei Ar^{13+} - und U^{44+} -Einschuß, die mit gleicher hoher instrumenteller Auflösung (0,6 eV) gemessen wurden, zeigen bei U^{44+} gegenüber Ar^{13+} eine deutliche Linienverbreiterung, die wie bei Neon auf den Projektil-Targetatom-Rückstoß zurückgeführt wird.

Die aus den Halbwertsbreiten bestimmten Werte $\tilde{b}$ liegen mit 0,27 [a_0] für Ar^{13+} und 0,37 [a_0] für U^{44+} deutlich außerhalb $r_k(c) = 0,16[a_0]$ und bestätigen recht gut die Ergebnisse aus den Neon-Linien.

Will man aus den Werten $\tilde{b}$ mittlere Stoßparameter zur K-Locherzeugung $\bar{b} = \int_0^\infty P(b)bdb / \int_0^\infty P(b)db$ bestimmen, ist es nötig, absolute Wirkungsquerschnitte, sowohl der Anregung der K-Augerübergänge als auch der Anregung der alternativen K-Röntgenübergänge zu messen. Aus der Analyse der Linienhalbwertsbreiten verschiedener K-Augerübergänge eines Atoms, z.B. der Linien in Abb.C4, können bereits Aufschlüsse über eine Stoßparameterabhängigkeit der Populierung bestimmter Elektronenkonfigurationen gewonnen werden. Dazu müssen die jeweiligen natürlichen Linienbreiten bekannt und die untersuchten Linien aufgelöst sein. Die Strukturen 4, 5, 6 in Abb.C4 jedoch erlauben eine solche Untersuchung nicht, da mehrere dicht benachbarte Linien überlappen (siehe Kap.C1).

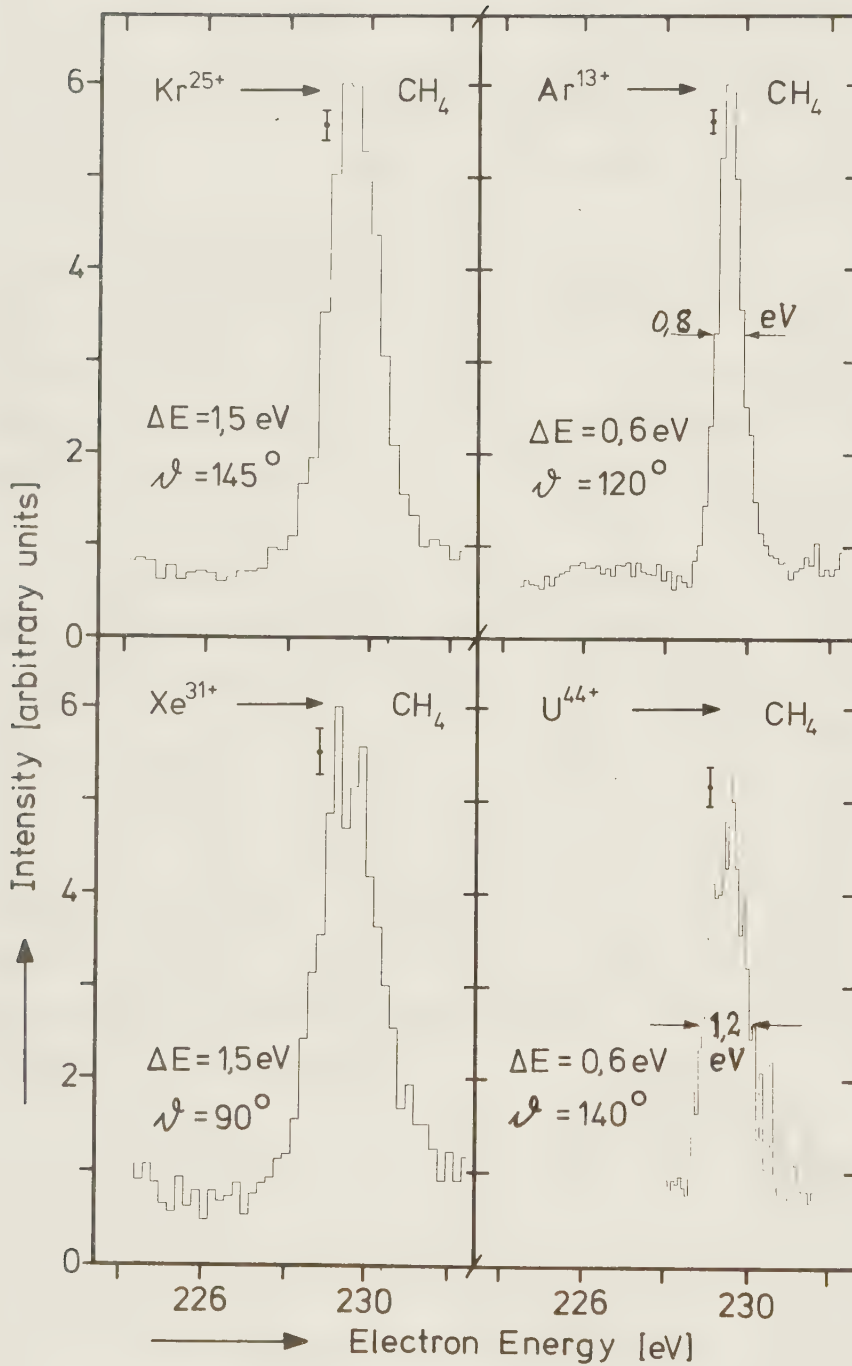


Abb. E 4 Der $(1s2s2p)^4P \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergang des Kohlenstoffs in CH_4 bei Anregung durch verschiedene Schwerionen und bei zwei instrumentellen Energieauflösungen ΔE .

6.) Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit ist es, Möglichkeiten einer Augerelektronen-Spektroskopie bei Einzelstoßanregung von mono- und polyatomaren Targets mit hochgeladenen und hoch-energetischen Schwerionen des UNILAC-Beschleunigers zu untersuchen. Daher wurde eine Apparatur aufgebaut, die es ermöglicht, Energie- und Winkelverteilungen von Elektronen beim Beschuß verschiedener Targets mit Schwerionen und bei hoher Energieauflösung zu messen.

Die Anregung monoatomarer Targetsysteme, z. B. Edelgase, mit hochgeladenen Schwerionen (Ar^{12+} , Kr^{25+} , Xe^{31+} , U^{44+} (1,4 MeV/amu)) erbrachte folgende Ergebnisse : Alle hier untersuchten Targetatome weisen eine hohe Ionisation und Anregung nach dem Einzelstoß mit dem Schwerion auf. Daher zeigt das K-Augerelektronenspektrum des Neons eine überschaubare Anzahl aufgelöster Augerlinien, was mit bisherigen Anregungsmethoden, nämlich der Beam-Foil-Technik und dem Beschuß mit "mittelschweren" Projektilen (z. B. O^{5+}) nicht erreicht wurde. Während beim Beschuß von Neon mit Ar^{12+} -Ionen neben einer starken Anregung von Drei-Elektronenkonfigurationen noch ein hoher Anteil von Vier-Elektronenzuständen im Neonatom auftritt, werden beim Beschuß mit sehr schweren und hochgeladenen Ionen ($Z_p, q_p \geq \text{Kr}^{25+}$) fast ausschließlich Augerübergänge von Drei-Elektronenzuständen beobachtet. Überraschend ist dabei, daß die Augerübergänge dieser Drei-Elektronenzustände sowohl in ihrer Anzahl als auch in ihren Intensitätsverhältnissen untereinander bei einer Anregung mit Kr^{25+} -, Xe^{31+} - und U^{44+} -Ionen innerhalb des statistischen Fehlers keinen Unterschied aufweisen. Zur Erklärung dieses Phänomens wurden zwei Möglichkeiten diskutiert, nämlich die Populierung der untersuchten Drei-Elektronenzustände durch Elektroneneinfangprozesse des hochionisierten Targetatoms nach dem Schwerionenstoß sowie die Besetzung dieser Zustände im primären Stoßprozeß. Welcher Prozeß zutrifft, ist noch nicht geklärt, jedoch weisen Messungen von Winkelverteilungen der Augerübergänge und ein Vergleich von relativen Anregungsquerschnitten dieser Übergänge zwischen Kr^{25+} - und U^{44+} -Einschuß darauf

hin, daß eine direkte Anregung der untersuchten Drei-Elektronenzustände im Schwerionenstoß wahrscheinlich ist.

Die Untersuchung von Winkelverteilungen der K-LL-Augerübergänge von Drei-Elektronensystemen des Neons nach Anregung mit Schwerionen zeigt eine starke Anisotropie in der Emission dieser Augerübergänge auf, woraus wichtige Rückschlüsse auf die Wechselwirkung des Projektils mit dem Targetatom möglich sind.

Eine neue Methode zur Bestimmung von Stoßparametern bei der Anregung des $(1s2s2p)^4P \rightarrow 1s^2 + e^-$ -Übergangs wurde hier erstmals aufgezeigt und angewendet. Aus der kinematischen Linienverbreiterung durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß wurde der Rückstoß und daraus der Stoßparameter bei der Anregung der beobachteten Linie bestimmt. So konnte hier bei Neon- und Kohlenstoff-Targetatomen nachgewiesen werden, daß ca. 50 % der Anregungswahrscheinlichkeit des $(1s2s2p)^4P$ -Zustandes und damit der einfachen K-Locherzeugung bei großen Stoßparametern außerhalb der Targetatom-K-Schale erreicht wird. Weiterhin wurde aufgezeigt, daß diese Stoßparameter mit zunehmender Ladung und Ordnungszahl der Projektile systematisch anwachsen und bei U^{44+} -Projektilen etwa das 2,5 fache der Targetatom-K-Schalenradien erreichen.

Zusammen mit den Ergebnissen aus der Untersuchung von Winkelverteilungen und dem "Sättigungsverhalten" in der Anregung von Drei-Elektronen-Konfigurationen von leichten Targetatomen mit hochgeladenen Schwerionen weist dies auf ein wesentliches Merkmal dieser ungewöhnlichen Stoßsysteme hin: Das starke Coulombfeld des hochgeladenen Projektils erzeugt bereits bei relativ großen Stoßparametern eine hohe Ionisation und Anregung der Elektronenhüllen leichter Targetatome. Hierbei scheint auch eine Polarisierung der Elektronenhüllen der Targetatome im Coulombfeld des Projektils ein möglicher Mechanismus zu sein, der die K-Schalenionisation bei großen Stoßparametern und eine Drehimpulsorientierung verbleibender Targetelektronen zur Projektilflugrichtung erklären könnte.

Die Untersuchungen von Augerübergängen in äußeren Schalen nach Beschuß von Argon- und Krypton-Atomen mit Ar^{12+} -Projektilen zeigen, daß eine Spektroskopie dieser Übergänge, wenigstens im beschränkten Maße, bei einer Schwerionen-Einzelstoßanregung möglich ist.

Ein völlig neuer Aspekt in der Augerelektronenspektroskopie mit hochenergetischen Schwerionen wird hier erstmals an molekularen Targetsystemen aufgezeigt. Bei der Anregung von Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffatomen in CH_4 -, CO_2 -, C_2H_2 -, NH_3 -, N_2 - und O_2 -Molekülen mit Ar^{12+} -Ionen werden ganz ähnliche K-Augerspektren wie bei dem monoatomaren Targetsystem Neon beobachtet, die überwiegend dem Zerfall von Drei-Elektronenkonfigurationen entsprechen. Die hohe Ionisationswirkung hochenergetischer Schwerionen-Projektile führt bei molekularen Targetsystemen zu zwei neuen Effekten:

a) Intensiv angeregte Augerübergänge von metastabilen Elektronenkonfigurationen sind durch eine starke kinematische Linienverbreiterung gekennzeichnet, deren Ursache die Coulombexplosion des hochionisierten Moleküls ist. Die Meßergebnisse dieser Arbeit bestätigen die mit einem einfachen kinematischen Modell vorausgesagten Linienbreiten und Linienformen und ihre Abhängigkeit von den Ordnungszahlen und Massen der Molekülkomponenten sowie von der geometrischen Struktur des Moleküls. Aus der Analyse dieser Linienverbreiterung lassen sich daher Rückschlüsse auf die Struktur und den Zerfall der Moleküle und auf ihre Wechselwirkung mit dem Schwerionen-Projektil gewinnen, wie z.B. die Bestimmung mittlerer Ladungszustände der Nachbaratome in diatomaren Molekülen nach dem Schwerionenstoß.

b) Schnelle Augerübergänge, die noch während der Coulombexplosion des Moleküls stattfinden, zeigen ebenfalls eine charakteristische Linienverbreiterung, bedingt durch das starke Störpotential der hochionisierten Nachbaratome. Bisher sind hochangeregte Atome mit einer ähnlichen Umgebung nicht bekannt. Daher ist eine weitere Untersuchung solcher Auger-

übergänge von Interesse, da hier der Einfluß starker Störpotentiale auf die Energien und Zerfallswahrscheinlichkeiten von Augerübergängen untersucht werden kann.

Die Ergebnisse dieser Arbeit machen deutlich, daß hochenergetische und hochgeladene Schwerionen ein neues Werkzeug sind zur Anregung und Spektroskopie der Augerübergänge von Wenig-Elektronensystemen leichter Targetatome, und dies sowohl in monoatomaren wie in molekularen Targetsystemen, die charakteristische Unterschiede aufweisen.

Bei künftigen Untersuchungen zur Augerelektronenemission verschiedener Targetatome nach Anregung mit hochenergetischen Schwerionen sind folgende Messungen von Interesse:

1.) Messungen absoluter Augerelektronenintensitäten ergeben zusammen mit den Wirkungsquerschnitten der alternativen Röntgenstrahlung die Fluoreszenzausbeuten von Wenigelektronensystemen. Die daraus folgenden Ionisationsquerschnitte der Target-K-Schalen können dann in ihrer Abhängigkeit von den Targetatom- und Projektilordnungszahlen mit berechneten Ionisationsquerschnitten nach verschiedenen Modellen verglichen werden.

2.) Absolute Intensitätsmessungen von Augerübergängen unter verschiedenen Beobachtungswinkeln ermöglichen genaue Angaben über die Art der Anisotropie der beobachteten Augerübergänge. Insbesondere können aus den Winkelverteilungen von äußeren und inneren Augerübergängen von monoatomaren Targetgasen wie Ne, Ar, Kr, Xe und He Aussagen darüber gewonnen werden, ob im Stoßprozeß ein zur Projektilflugrichtung senkrecht orientierter Drehimpuls auf die im Targetatom verbleibende Elektronenhülle durch das starke Coulombfeld des hochgeladenen Schwerionenprojektils übertragen wird oder ob z.B. Elektroneneinfangprozesse in das Projektil zu einer nicht statistischen Besetzung der magnetischen Unterzustände im Targetatom führen.

3.) Mit weiteren Messungen bei hoher instrumenteller Auflösung ($\Delta E_h \lesssim 0,2$ eV) und unter einem Beobachtungswinkel $\theta = 180^\circ$, bei dem die kinematische Linienverbreiterung

durch den Projektil-Targetatom-Rückstoß gering ist, sollte es möglich sein, die hochenergetischen K-Augerübergänge von Drei-Elektronenzuständen, z.B. in Neon, wenigstens teilweise aufzulösen, sodaß sie sicherer identifiziert werden können und einer genaueren spektroskopischen Untersuchung zugänglich sind.

4.) An molekularen Targetsystemen können durch weitere Messungen der Linienbreiten und Linienformen des $(1s2s2p)^4P \rightarrow (1s^2)^1S_0 + e^-$ - Übergangs bei verschiedenen Beobachtungswinkeln (170° , 90° , 10°) und bei linear gebauten Molekülen (CO , N_2 , CO_2) Aufschlüsse über den Ionisationsgrad der Nachbaratome in Abhängigkeit der Orientierung der Molekülachse zur Projektilflugrichtung gewonnen werden.

5.) Mit Schwerionen sehr hoher Energie, z.B. 5MeV/Nukl. , ist auch bei Targetatomen mit höheren Ordnungszahlen wie bei Argon eine intensive Anregung von Wenig-Elektronensystemen zu erwarten. Eine mögliche Abhängigkeit der angeregten Augerübergänge leichter Targetatome (Neon) von der Projektilenergie unterstützt die Annahme einer direkten Anregung der beobachteten Übergänge im Schwerionenstoß.

Literaturverzeichnis

- /And 76a/ N. Andersen, T. Andersen, and K. Jensen,
J. Phys. B 9, 1373 (1976)
- /And 76b/ T. Andersen, O. Poulsen, and P.S. Ramanujam,
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 16,
521 (1976)
- /And 76c/ J. U. Andersen, E. Laegsgaard, M. Lund, and
C. Moak
Nucl. Instr. and Meth. 132, 507 (1976)
- /As 72/ J. C. Ashley, R. H. Ritchie, and W. Brandt,
Phys. Rev. B 5, 2393 (1972)
- /Au 23/ P. Auger,
Compt. Rend. 177, 169 (1923)
- /Bar 66/ R. B. Barker, and H. W. Berry,
Phys. Rev. 151, 14 (1966)
- /Bas 71/ G. Basbas, W. Brandt, and R. Laubert,
Phys. Lett. 34 A, 277 (1971)
- /Bet 72/ H. D. Betz,
Rev. of Mod. Phys. 44, 465 (1972)
- /Bha 73a/ C. P. Bhalla, N. O. Folland, and M.E. Hein,
Phys. Rev. A 8, 649 (1973)
- /Bha 73b/ C. P. Bhalla, and M. E. Hein,
Phys. Rev. Lett. 30, 39 (1973)
- /Bha 74/ C. P. Bhalla, and D. L. Matthews, and C.F. Moore,
Phys. Lett. 46 A, 336 (1974)
- /Bon 70/ T. F. M. Bensen, L. Vriens,
Physica 47, 307 (1970)
- /Bru 76/ R. Bruch,
Dissertation 1976, Universität Berlin
- /Bu 73/ D. Burch, H. Wiemann, and W. B. Ingalls,
Phys. Rev. Lett. 30, 823 (1973)

- /Bu 74a/ D. Burch, J. S. Risley, D. Schneider, and N. Stolterfoht,
Nucl. Lab. Annual Report, University of Washington p. 167 (1974)
- /Bu 74b/ D. Burch, N. Stolterfoht, D. Schneider, H. Wiemann and J. S. Risley,
Phys. Rev. Lett. 32, 1151 (1974)
- /Bu 75/ D. Burch, J. Bolger, and C. F. Moore,
Phys. Rev. Lett. 34, 1067 (1975)
- /Bu 76/ D. Burch, J. E. Bolger, D. Schneider, and C. F. Moore,
Phys. Rev. Lett. 36, 166 (1976)
- /Car 73/ J. D. Carcia, R. J. Fortner, and T. M. Kavanagh,
Rev. of Mod. Phys. 1, 117 (1973)
- /Ca 70/ T. A. Carlson, W. E. Moddeman, and M. O. Krause,
Phys. Rev. A 1, 1327 (1970)
- /Ca 74/ T. A. Carlson,
"Photoelectron and Auger Spectroscopy",
Plenum Press, New York and London (1974)
- /Che 74/ K. T. Cheng, C. P. Liu, W. R. Johnson,
Phys. Lett. 48 A, 437 (1974)
- /Che 75/ M. H. Chen, B. Crasemann, and D. L. Matthews,
Phys. Rev. Lett. 34, 1309 (1975)
- /Che 76/ Kwok-tsang Cheng, Chien-ping Lin and W.R. Johnson,
University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, private Mitteilung
- /Chr 73/ H. R. Christen,
"Grundlagen der allgemeinen anorganischen Chemie", Diesterweg, Salle, Frankfurt/M., 1973,
S. 92 - 100
- /Cl 74/ B. Cleff, and W. Mehlhorn,
J. Phys. B 7, 593 (1974)

- /Coc 76/ C. L. Cocke, R. R. Randall, S. L. Varghese,
and B. Curnutte,
Phys. Rev. A 14, 2026 (1976)
- /Da 76/ P. Dahl, M. Rødbro, B. Fastrup, and M. E. Rudd,
J. Phys. B 9, 1567 (1976)
- /De 75/ J. B. Desclaux,
Comp. Phys. Comm. 9, 31 (1975)
- /Die 72/ D. Dietz, R. Spohr, K. O. Groeneveld, R. Staudte,
Nucl. Instr. Meth. 105, 467 (1972)
- /Ef 75/ B. Efken, D. Hahn, D. Hilscher, and G. Wüstefeld,
Nucl. Instr. Meth. 129, 219 (1975)
- /Fa 66) A. Fahlman, R. Nordberg, C. Nordling, and
K. Siegbahn,
Z. Phys. 192, 476 (1966)
- /Fa 62/ U. Fano,
Phys. Rev. 124, 1866 (1962)
- /Fo 75/ F. Folkmann, K. O. Groeneveld, R. Mann,
G. Nolte, S. Schumann, and R. Spohr,
Z. Physik A 275, 229 (1975)
- /Fo 76/ F. Folkmann,
Berechnungen von Drei- und Zwei-Elektronen-
Zuständen in Ne mit dem MDF-Programm,
private Mitteilung (1976)
- /Gro 74/ K. O. Groeneveld, W. Kessel, G. Köhler, R. Spohr,
G S I - Bericht 74 - J 2, 28 (1974)
- /Gro 75/ K. O. Groeneveld, R. Mann, G. Nolte, S. Schu-
mann, R. Spohr,
Z. Physik A 274, 191 (1975)
- /Gra 65/ H. B. Gray,
"Electrons and Chemical Bonding",
Benjamin, New York (1965)

- /GSI 76/ GSI-Jahresbericht (1976)
- /GSI 75/ GSI-Bericht PB4 - 75 (1976)
- /Han 73/ J. M. Hansteen, and O. P. Mosebeck,
Nucl. Phys. A 201, 541 (1973)
- /Han 75/ J. M. Hansteen,
Scientific / Technical Report Nr. 79,
Physical Society in Bergen, Norwegian (1975)
- /Hop 76/ F. Hopkins and P. Brentano,
Journ. of Phys. B 9, 775 (1976)
- /Ja 75/ R. H. J. Jansen,
Dissertation, Amsterdam (1975)
- /Kö 66/ H. Körber, W. Mehlhorn,
Z. Physik 191, 217 (1966)
- /Ki 75/ Yong-Ki Kim,
Radiation Research 61, 21 (1975)
- /Kr68/ M. O. Krause, F. A. Stevic, L. J. Lewis,
T. A. Carlson, and W. E. Moddeman,
Phys. Lett. 31 A, 81 (1970)
- /Ky 67/ Kuyatt C.E., and J. A. Simpson,
Rev. Sci. Instrum. 38, 103 - 11
- /La 71/ F. P. Larkins,
J. Phys. B 4, 1 (1971)
- /La 74/ F. P. Larkins,
J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. Vol. 7, 1 (1974)
- /Lae 72/ E. Laegsgaard, J. U. Andersen, and L. C. Feldmann,
Phys. Rev. Lett. 29, 1206 (1972)
- /Lan 69/ L. D. Landau, E. M. Lifschitz,
Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 1,
Friedr. Vieweg, Braunschweig (1969)
- /Lie75/ H. D. Liesen,
Dissertation, Bonn (1975)

- /Lie76/ D. Liesen,
GSI-Jahresbericht (1976)
- /Ma 74/ R. Mann,
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik,
Frankfurt/M. (1974)
- /Ma 76a/ R. Mann, F. Folkmann, K. O. Groeneveld
Phys. Rev. Lett. 37, 1674 (1976)
- /Ma 76b/ R. Mann, F. Folkmann, K.O. Groeneveld,
Gy. Szabo, D. Schneider, N. Stolterfoht,
GSI-Jahresbericht (1976)
- /Ma 77/ R. Mann, F. Folkmann, R.S. Peterson,
Gy. Szabó, and K. O. Groeneveld
wird veröffentlicht (1977)
- /Mac 72/ J. R. Macdonald, L. Winters, M. D. Brown,
T. Chiao, and L. D. Ellsworth,
Phys. Rev. Lett. 29, 1291 (1972)
- /Man 75/ S. T. Manson, L. H. Toburen, H.D. Madison,
N. Stolterfoht,
Phys. Rev. A 12, 60 (1975)
- /Mar 65/ P. Marmier,
Kernphysik II, Verlag des Vereins der Mathe-
matiker und Physiker an der ETH, Zürich, 84 (1965)
- /Mat 74a/ D. L. Matthews, B. H. Johnson, J. J. Mackey,
L. E. Smith, W. Hodge, C. F. Moore,
Phys. Rev. A 10, 1177 (1974)
- /Mat 74b/ D. L. Matthews, B.M. Johnson, L.E. Smith,
J. J. Mackey, and C.F. Moore,
Phys. Lett. 48 A, 93 (1974)
- /Mat 77/ D. L. Matthews, and K.J. Fortner, D. Schneider,
and C.F. Moore,
wird veröffentlicht in Phys. Rev. A (1977)

- /Me 66/ W. Mehlhorn,
Phys. Rev. 124, 1866 (1962)
- /Me 68/ W. Mehlhorn,
Phys. Lett. 26 A, 166 (1968)
- /Me 72/ W. Mehlhorn, W. Schmitz, D. Stahlherm,
Z. Physik 252, 399 (1972)
- /Me 73/ W. Mehlhorn,
Universität Freiburg, Vorlesung W.S. (1973)
- /Mod 71/ W.E. Moddeman, T.A. Carlson, M.O. Krause, and
P. B. Pullen,
The Journ. of Chem. Phys. 55, 2317 (1971)
- /Mow 73/ J. R. Mowat, I. A. Sellin, D. J. Pegg, R. S.
Peterson, M. D. Brown, and J. R. Macdonald,
Phys. Rev. Lett. 30, 1289 (1973)
- /Mü 75/ A. Müller, H. Klinger, and E. Salzborn,
Phys. Lett. 55 A, 11 (1975)
- /Ni 75/ V. S. Nikolaev, I. S. Dimitriev, Yu. A. Tashaev,
Ya. A. Teplova, and Ju. A. Einberg,
J. Phys. B 8, 4 (1975)
- /No 75/ K.O. Groeneveld, R. Mann, G. Nolte, S. Schu-
mann and R. Spohr
Phys. Lett. 54 A, 335 (1975)
- /Ol 76/ R. E. Olson, and A. Salop,
Phys. Rev. A 14, 579 (1976)
- /Pferd 76/ K. E. Pferdekämper and H. G. Clerc,
wird veröffentlicht, Z. Physik (1976)
- /Pur 38/ E. M. Purcell,
Phys. Rev. 54, 818 (1938)
- /Rød 77/ M. Rødbro, R. Bruch, and P. Bisgaard,
University of Aarhus C. Denmark, Institute of
Physics, private Mitteilung (1977)
- /Ru 64/ M. E. Rudd,
Phys. Rev. Lett. 13, 503 (1964)

- /Sack 74/ S. Sackmann, H. O. Lutz, and J. Briggs,
Phys. Rev. Lett. 32, 805 (1974)
- /Schn 75/ D. Schneider, W. Hodge, B. M. Johnson, L.E.
Smith, and C. F. Moore,
Phys. Lett. 54 A, 1974 (1975)
- /Schn 76/ D. Schneider, B. M. Johnson, B. Hodge, and
C. F. Moore,
Phys. Lett. 59 A, 25 (1976)
- /Schu 76/ S. Schumann, K.O. Groeneveld, D.K. Sevier
Phys. Lett. 60 A, 289 (1977)
- /Schu 76* S. Schumann,
private Mitteilung (1976)
- /Sei 67/ H. Seiler,
Z. Angew. Phys. 22, 249 (1967)
- /Se 76/ I. A. Sellin, and D. J. Pegg,
"Beam-Foil-Spectroscopy" Plenum Press,
New York and London (1976)
- /Sev 72/ K. D. Sevier,
Low Energy Electron Spectrometry (New York:
Wiley Interscience)
- /Si 69/ K. Siegbahn, C. Nordling, G. Johansson, J.
Hedman, P. F. Meden, K. Hamrin, V. Gelius,
T. Bergmark, L. O. Werms,
"ESCA: Applied to Free Molecules". (North Holland
Publ. Comp., 1969)
- /Spa 75/ G. Spahn, K. O. Groeneveld,
Nucl. Instr. Meth. 123, 425 (1975)
- /Sto 71/ N. Stolterfoht,
Z. Physik 248, 92 (1971)
- /Sto 72/ N. Stolterfoht,
Inner Shell Ionization Phenomena And Future
Applications, 1043, Atlanta (1972)
- /Sto 73/ N. Stolterfoht,
Z. Physik 248, 81 (1973)

- /Sto 74a/ N. Stolterfoht, D. Schneider, and P. Ziem,
Phys. Rev. A 10, 81 (1974)
- /Sto 74b/ N. Stolterfoht, D. Schneider, and P. Ziem,
Phys. Rev. A 10, 81 (1974)
- /Sto 74 c/ N. Stolterfoht, D. Schneider, D. Burch,
H. Wiemann, and J. S. Risley,
Phys. Rev. Lett. 33, 59 (1974)
- /Sto 76/ N. Stolterfoht,
Fourth Conference on the Application of
Small Accelerators Publication Nr. 76 CH 117-9
NTS, Denton, Texas, Oct. 1976
- /Sto 77a/ N. Stolterfoht, and D. Schneider, R. Mann, and
F. Folkmann,
J. Phys. B 10, L1 (1977)
- /Sto 77b/ N. Stolterfoht,
private Mitteilung, wird veröffentlicht in
Topics in Modern Physics, Springer Verlag,
Berlin (1977)
- /Su 73/ H. P. Summers,
The Astrophysical Journal 179, L 45 (1973)
- /Tob 72/ L. H. Toburen, and W. E. Wilson,
Phys. Rev. A 5, 247 (1972)
- /Tob 74/ L. H. Toburen,
Phys. Rev. A 9, 2505 (1974)
- /Wa 71/ B. Wannenberg, U. Gelius and K. Siegbahn,
Review Article
- /Whi 34/ R. Whiddington, and H. Priestley,
Proc. Roy. Soc. (London), A 145, 462 (1934)
- /Wil 73/ W. E. Wilson, and L. H. Toburen,
Phys. Rev. A 7, 1536 (1973)
- /Woo 74/ C. W. Woods, R. L. Kauffman, K. A. Jannison,
C. L. Cocke, and P. Richard,
J. Phys. B 7, L 474 (1974)
- /Zi 75/ P. Ziem, U. Leithäuser, and N. Stolterfoht,
Abstracts of 8th ICPEAC (1975) p. 865

Erläuterung verwendeter Symbole.

- b = Stoßparameter
 $\tilde{b}$ = Stoßparameter bei Anregung des $(1s2s2p)^4P$ -Zustandes
 ΔE_n = natürliche Linienbreite
 ΔE_n = Halbwertsbreite der instrumentellen Auflösung
 $\Delta \Omega$ = Raumwinkel des Spektrometers
 $\Delta \Omega_s$ = Raumwinkel im Schwerpunktsystem
 $\Delta \Omega_l$ = Raumwinkel im Laborsystem
 ΔU_k = Spannungsdifferenz zwischen den Halbkugeln des sphärischen Analysators
 ΔE_k = kinematische Linienverbreiterung
 E_e = Elektronenenergie im Laborsystem
 E_p = Projektilenergie im Laborsystem
 E_a = Augerelektronenenergie
 E_r = Rückstoßenergie
 E_o = Sollbahnelektronenenergie
 $\mathcal{Y}$ = Wirkungsquerschnitt zur Anregung von Li-ähnlichen K-LL - Übergängen in Neon
HWB = Halbwertsbreite
 I = gemessene Elektronenintensität
 I^* = Intensität einer verbreiterten Augerlinie pro eV
LS = Laborsystem
 m_e = Elektronenmasse
 m_p = Projektilmasse
 m_t = Masse des Targetatoms
 P_s = Staudruck im Targetzentrum
 P_k = Restgasdruck in der Streukammer
 P_z = Gasdruck in der Gaszelle
 q_p = Projektilladung
 q_{pk} = kritische Projektilladung
 $\bar{q}_t$ = mittlere Ladung ionisierter Targetatome
 R = internuklearer Abstand von Atomen in Molekülen
SI = Schwerion
SS = Schwerpunktsystem

- σ_A = Wirkungsquerschnitt zur Anregung von Augerübergängen
T = Lebensdauer angeregter Zustände
 θ = Beobachtungswinkel zur Projektileinschussrichtung
 θ_p = Streuwinkel des Projektils
 θ_l = Beobachtungswinkel im Laborsystem
 θ^* = maximaler Beobachtungswinkel im Laborsystem
 U_z = Abbremsspannung am Verzögerungsgitter
W = Halbwertslinienverbreiterung eines Augerübergangs
im starken Störfeld hochionisierter Nachbaratome in
Molekülen
 Z_p = Ordnungszahl des Projektils
 Z_p^* = effektive Ladung des Projektils
 Z_t = Ordnungszahl des Targetatoms
 Z_t^* = effektive Ladung des Targetatoms
 Z_2^* = effektive Ladung ionisierter Nachbaratome in Molekülen
 λ = mittlere freie Weglänge ionisierter Targetatome
beim Elektroneneinfang im Restgas

Lebenslauf

Rido Mann, geb.: 12. März 1945 in Hohndorf

Eltern: Korrektor Otto Mann und

Ehefrau Dora Mann, geb. Rubel

1951 Grundschule in Bad Hersfeld

1954 Grundschule in Frankfurt am Main

1956 Grundschule in Halle an der Saale

1959 Beginn einer Ausbildung zum Feinmechaniker bei der
Firma Hartmann und Braun in Frankfurt am Main

1963 Abschluß der Lehre mit Facharbeiterprüfung

1964-1967 Berufsausübung und Besuch des Johann-Wolfgang-
Goethe-Abendgymnasiums in Frankfurt am Main

1967 Abitur

1968-1969 Wehrdienst beim DRK in Stuttgart

1969(Wi/Sem.) Beginn des Physikstudiums an der Johann-
Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main

1971 Vordiplom-Prüfung

1974 Diplom-Prüfung

1974 Angestellter bei der Gesellschaft für Schwerionen-
forschung bei Darmstadt

1975 Beginn der Doktorarbeit am UNILAC-Beschleuniger

1976 Eheschließung mit der Sozialpädagogin Marlies Leibfried

Meine akademischen Lehrer waren die Herren

Bass, Dänzer, Doiwa, Elze, Franz, Fulde, Greiner, Groeneveld,
Gerhard, Langbein, Martienssen, Mrowka, Queisser, Kern,
Rauch, Schopper, Stelzer, Stummel, Bock.

Für die Unterstützung dieser Arbeit danke ich der Gesellschaft für Schwerionenforschung bei Darmstadt, insbesondere für die reichliche Strahlzeit zum Durchführen der Experimente.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. E.Schopper, dem Direktor des Instituts für Kernphysik der Universität Frankfurt, für die Unterstützung aus seinem Institut beim Aufbau dieses Experiments.

Ganz besonderen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. P.Armbruster und Herrn Prof. Dr. K.O.Groeneveld für viele Ratschläge und Diskussionsbeiträge beim Niederschreiben dieser Arbeit.

Allen Kollegen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei hier vielmals gedankt.

